Strahlungsoptische Untersuchungen an Gold, Kupfer und Wolfram im Zusammenhang mit dem X-Punkt-Problem

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Joachim Verch

aus Berlin

1961

Strahlungsoptische Untersuchungen an Gold, Kupfer und Wolfram im Zusammenhang mit dem X-Punkt-Problem

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

vorgelegt von

Joachim Verch

aus Berlin

Berichter: Prof. Dr. D. Hahn
Prof. Dr. W. Stein

Tag der mündlichen Prüfung: 21.6.1966
Tag der Promotion: 16. JULI 1966

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einführung	1
2.	Gesamtübersicht und Problemstellung	3
3.	Untersuchungen an Gold und Kupfer	15
3.1	Die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades	15
3.2	Die Reflexionsspektren von Gold und Kupfer	20
3.3	Berechnung der optischen Konstanten	26
3.4	Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten und der Phasenverschiebung	43
3.5	Die Dielektrizitätskonstanten und die Verlustfunktion	47
4.	Messung der optischen Konstanten von Wolfram	58
4.1	Zusammenhang mit dem X-Punkt-Problem	58
4.2	Die Meßmethode	60
4.3	Meßergebnisse	68
5.	Diskussion und Deutung der Meßergebnisse	73
6.	Zusammenfassung	77
7.	Literatur	79

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535712_0002

1. Einführung

Untersuchungen der strahlungsoptischen Eigenschaften von Festkörpern sind lange Zeit rein empirisch betrieben worden. Im Vordergrund des Interesses standen hierbei vor allem Probleme der Temperaturmessung und der Wärmetechnik mit ihren speziellen Zielsetzungen. Stoffkennzeichnende Größe war in beiden Fällen der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$, der angibt, welcher Bruchteil der Strahlung eines Schwarzen Körpers gleicher Temperatur bei gleicher Wellenlänge emittiert wird. Hinsichtlich der Temperaturmessung genügte die Kenntnis dieser Größe bei einer einzigen Wellenlänge, während die Wärmetechniker an den Materialeigenschaften im Gebiet der eigentlichen Wärmestrahlung interessiert waren. Entsprechend konzentrierten sich die experimentellen Untersuchungen auf die nähere Umgebung der pyrometrischen Hauptwellenlänge bei 650 nm einerseits und auf den ultraroten Spektralbereich andererseits.

Bei ihren Reflexionsmessungen an Metallen im Ultrarot fanden HAGEN und RUBENS / 13 / empirisch eine Beziehung, die später von DRUDE und PLANCK aus der MAXWELLschen Theorie hergeleitet werden konnte. Danach war der spektrale Emissionsgrad bzw. Reflexionsgrad im wesentlichen durch den spezifischen elektrischen Widerstand bestimmt, und aus der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ließ sich das Temperaturverhalten der strahlungsoptischen Metalleigenschaften erklären. Obwohl der Gültigkeitsbereich der HAGEN-RUBENS-Beziehung auf Grund vereinfachender Annahmen auf das Gebiet langer Wellen (oberhalb 4 μm) beschränkt blieb, war damit erstmalig eine Verknüpfung der Strahlungsoptik mit der Metalloptik und die Einordnung beider in eine allgemeingültige Theorie vollzogen.

Weitere Stationen der Entwicklung waren die Theorie von DRUDE und LORENTZ, die Entdeckung der Plasmafrequenz der Leitfähigkeitselektronen und das Bändermodell der Quantenmechanik. Die quantenmechanische Modellvorstellung hat sich bereits qualitativ bewährt, eine praktikable quantitative Formulierung ist aber trotz einer Fülle theoretischer Arbeiten noch nicht erreicht worden. Eine unverkennbare Stagnation der experimentellen Metalloptik hatte ihre Ursache in den Bemühungen, ideale Oberflächen herzustellen, doch waren die vielen hierbei bekannt gewordenen Oberflächeneffekte für den weiteren Ausbau der Theorie kaum verwertbar. Inzwischen hat sich die Erkenntnis durchgesetzt, daß fundamentale Struktureigenschaften nicht - oder nur in geringem Maße - von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig sind. Diese Auffassung ist sicher dann berechtigt, wenn die Absolutwerte für den betrachteten physikalischen Vorgang von untergeordneter Bedeutung sind und Relativmessungen einen hohen Informationsgehalt besitzen. Bei dem nachstehend behandelten Problem ist das der Fall.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung eines von der Theorie nicht vorausgesagten Temperatureffektes, der zunächst für die optische Pyrometrie und die Strahlungsoptik von empirischem Interesse war. Anliegen des Verfassers ist es jedoch, die Verbindung zur Metalloptik und zur Festkörperphysik herzustellen, um damit über neue experimentelle Ergebnisse hinaus einen Beitrag zur Weiterentwicklung der Theorie zu leisten.

2. Gesamtübersicht und Problemstellung

Auf eine bemerkenswerte Eigenschaft metallischer Temperaturstrahler hat PRICE mit seinen Arbeiten / 35 - 39 / aus den Jahren 1944 - 1949 aufmerksam gemacht: der im allgemeinen temperaturabhängige Emissionsgrad bleibt bei einer bestimmten Wellenlänge λ_x konstant. Da für Wellenlängen größer als λ_x der Temperaturkoeffizient des Emissionsgrades positiv, für kleinere Wellenlängen dagegen negativ ist, schneiden sich in einem Emissionsgrad-Wellenlängen-Diagramm die zu verschiedenen Temperaturen gehörigen Kurven in einem Punkt (Abb. 1).

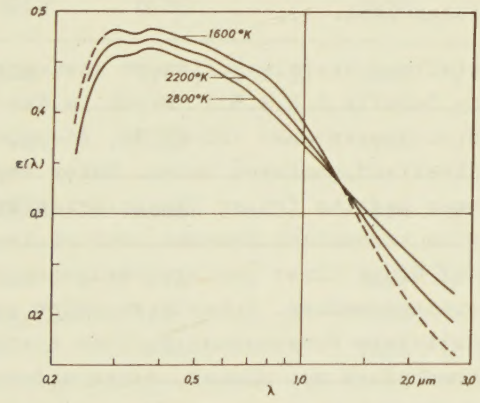

Abb. 1 : Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ von Wolfram bei verschiedenen Temperaturen nach DE VOS / 56,57 / mit dem X-Punkt bei $\lambda_x = 1{,}27\ \mu m$.

Nach der Form dieses Schnittpunktes hat PRICE die Bezeichnung "X-Punkt" gewählt, und besonders in der angelsächsischen Literatur ist dieser Effekt unter der Bezeichnung X-Punkt-Phänomen bekannt geworden.

Während PRICE noch wenig experimentelles Material zur Verfügung stand, haben sich in den folgenden Jahren verschiedene Autoren mit gezielten Untersuchungen befaßt und weitere X-Punkte gefunden / 24,25,26,58,55,45 /. Darüber hinaus lieferten auch Arbeiten mit anderen Zielsetzungen wesentliche Beiträge zu dem hier interessierenden Problem. Insbesondere sind hier die Präzisionsmessungen von DE VOS an reinem Wolfram zu nennen /56,57 /, die wegen ihrer hohen Genauigkeit keinen Zweifel mehr an der Existenz eines X-Punktes zuließen (Abb. 1).

Eine Zusammenstellung der als gesichert anzusehenden X-Punkte gibt die Tabelle 1 (S.5). Nicht in der Tabelle enthalten sind einige Angaben von PRICE, die sich inzwischen als unzutreffend erwiesen haben. Unter Verzicht auf die vom Verfasser bereits früher diskutierten Einzelheiten / 55 / sei hierzu summarisch bemerkt, daß einige der älteren Arbeiten auf Grund ihrer geringen Meßgenauigkeit unzuverlässig erscheinen mußten. Unberücksichtigt geblieben sind ferner zahlreiche Untersuchungen über die strahlungsoptischen Eigenschaften von Nickel, deren widersprüchliche Ergebnisse die Existenz eines X-Punktes bisher nicht sicherstellen konnten / 24,58,40 /.

Eine Hypothese, wonach jedes Metall genau einen X-Punkt haben sollte, mußte in zweifacher Hinsicht korrigiert werden. Vom Verfasser wurde nachgewiesen, daß Platin oberhalb 400 nm [1] keinen X-Punkt besaß / 55 /. Ferner fand eine an

1) Nach neueren Untersuchungen oberhalb 300 nm, vgl. S.72

Tabelle 1

X - Punkte reiner Metalle

Metall	Autoren	λ_x (μm)		Jahr	Literatur
Cu	OTTER	0,565		1961	/ 32,33 /
Ag	GRASS	0,31	1)	1954	/12/
		0,34			
Au	VERCH	0,508		1959	/ 55,45 /
	OTTER	0,50		1961	/ 32,33 /
Nb	MARPLE	0,7 - 0,75	2)	1959	/ 40 /
Ta	MARPLE	0,85		1956	/ 25 /
Mo	PRICE	1,4 ; 1,8	3)	1947	/ 36,37 /
W	DE VOS	1,27	4)	1953	/ 56,57 /
Re	MARPLE	0,95		1956	/ 26 /
Fe	PRICE	1,55		1947	/ 36,37 /
	LUND,WARD	1,5		1952	/ 24 /
	WARD	1,5		1956	/ 58 /
Co	LUND,WARD	1,4		1952	/ 24 /
	WARD	1,5		1956	/ 58 /

1) Es handelt sich hier um zwei verschiedene X-Punkte.

2) Diese Angabe wird von ROBERTS als private Information von D.T.F. MARPLE zitiert.

3) PRICE macht für ein und denselben X-Punkt diese unterschiedlichen Angaben.

4) Weitere Meßergebnisse für Wolfram sind im Text behandelt.

gleicher Stelle geäußerte Vermutung, daß es auch Metalle mit mehreren X-Punkten geben könnte, eine Stütze in den neueren Meßergebnissen von OTTER / 32,33 /, aus denen sich bei Gold und Kupfer ein zweiter X-Punkt extrapolieren ließ. Legt man den X-Punkt-Begriff nicht zu eng aus, so kann die Existenz zweier X-Punkte bei Silber sogar als sicher gelten, wenn sich auch nach den Messungen von GRASS / 12 / bei 0,34 μm kein solch scharfer Schnittpunkt ergibt wie etwa bei Wolfram. Den Meßergebnissen von VAN DER VEEN und ORNSTEIN / 54 / läßt sich für Eisen ein X-Punkt bei 450 nm entnehmen, womit dieses Metall ebenfalls zwei X-Punkte besäße, doch wird der Effekt von der $\alpha - \gamma$ -Umwandlung überlagert.

Der näheren Untersuchung bedürfte eine Unterscheidung von PRICE zwischen "wahren" und "scheinbaren" X-Punkten, welch letztere durch die Eigenfrequenzen verursacht sein sollten. Wie die Tabelle 1 zeigt, sind die derzeit bekannten X-Punkte fast gleichmäßig über den Spektralbereich von 0,3 bis 1,5 μm verteilt, so daß zu einer unterschiedlichen Behandlung kein Anlaß besteht. Eine endgültige Entscheidung über das etwaige Vorliegen verschiedenartiger Mechanismen ist von Untersuchungen der optischen Konstanten zu erwarten.

Hatte PRICE das X-Punkt-Problem lediglich auf den Emissionsgrad reiner Metalle beschränkt, so ist es später von anderen Autoren ausgeweitet worden. MARPLE hat außer reinen Metallen / 25,26 / auch Verbindungen untersucht und nach einer von ROBERTS / 40 / zitierten privaten Mitteilung ähnliche X-Punkte bei ZrN, HfN, TaC und ZrC gefunden. OTTER und ROBERTS sind ausgehend von Untersuchungen der optischen Konstanten auf das X-Punkt-Problem gestoßen; und OTTER / 32,33 / wandte den Begriff des X-Punktes auch auf die optischen Konstanten an, da er bei diesen und bei den Dielektrizitätskonstanten ($n^2 - k^2$ und $2nk$) ähnliche

Schnittpunkte fand (Abb. 2 und 3).

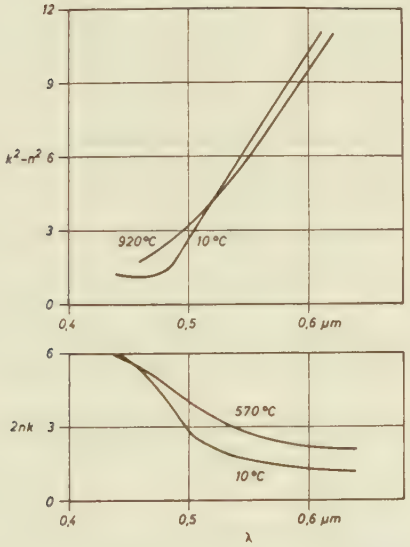

Abb. 2 : Dielektrizitätskonstanten von Gold bei verschiedenen Temperaturen nach OTTER / 32,33 / mit X-Punkt-ähnlichen Schnittpunkten.

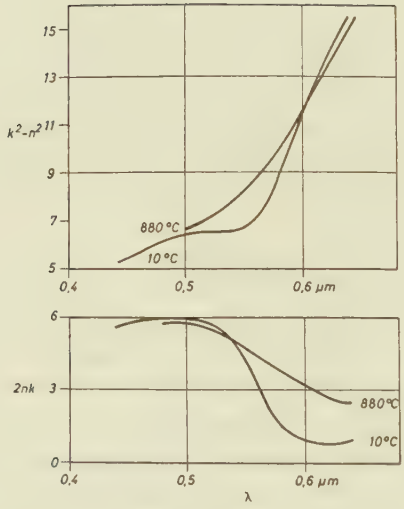

Abb. 3 : Dielektrizitätskonstanten von Kupfer bei verschiedenen Temperaturen nach OTTER / 32,33 / mit X-Punkt-ähnlichen Schnittpunkten.

Wenn auch der enge Zusammenhang von Emissionsgrad und optischen Konstanten zwangsläufig zu deren Einbeziehung in die Untersuchungen führen muß, so hat doch dieser neue Gesichtspunkt OTTERs nicht weiter geführt.

Daß das Problem der X-Punkte bisher nicht zufriedenstellend gelöst werden konnte, ist auf die beträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten zurückzuführen, wozu ROBERTS

/ 40 / bemerkt: "Since the changes in these metals [1] are quite small, the question of x-points in them may be largely academic until more precise methods of measuring emissivity are developed." Diese resignierte Bemerkung - im Jahre 1960 - mag überraschen. Tatsächlich sind aber für die Messung des Emissionsgrades erst in jüngerer Zeit genügend zuverlässige Methoden entwickelt worden. Und es sei daran erinnert, daß der Emissionsgrad im sichtbaren Spektralbereich lange Zeit als temperaturunabhängig galt. HENNING und HEUSE / 14 / glaubten, dies experimentell bestätigt zu haben; bei ihrer Meßunsicherheit von etwa 10 % waren jedoch die in der Regel wesentlich kleineren Änderungen sicher nicht nachweisbar. Es braucht kaum erwähnt zu werden, daß auch die Messung der optischen Konstanten - insbesondere bei hohen Temperaturen - einen erheblichen Aufwand erfordert, was zur Folge hat, daß derartige Untersuchungen nur wenig durchgeführt worden sind. Das ist letzten Endes auch der Grund, weshalb strahlungsoptische Metalluntersuchungen nur langsam vorankommen.

Anders lägen die Verhältnisse, wenn sich aus theoretischen Überlegungen konkrete Ansatzpunkte für gezielte Experimente ableiten ließen, von denen unmittelbar eine Lösung des hier vorliegenden Problems zu erwarten wäre. Eine kritische Betrachtung der in Tabelle 2 zusammengestellten Theorien der Metalloptik führt jedoch eher zu dem Schluß, daß die weitere Entwicklung der Theorie zunächst noch auf experimentelle Unterlagen angewiesen ist. Speziell gilt das für die optischen Temperatureffekte, deren quantitative theoretische Behandlung noch aussteht.

Eine explizite Beschreibung der strahlungsoptischen Metalleigenschaften ist bisher nur für den langwelligen Spektral-

---

1) Gemeint sind Ni und Cu (D. Verf.)

Tabelle 2

Theorien der Metalloptik

HAGEN - RUBENS - Beziehung

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{4\sqrt{\frac{\sigma_0}{\nu}}}{2\frac{\sigma_0}{\nu} + 2\sqrt{\frac{\sigma_0}{\nu}} + 1} \approx 0{,}365\sqrt{\frac{\varrho}{\lambda}} - 0{,}067\frac{\varrho}{\lambda} + \dots$$

$\varepsilon(\lambda)$: Spektraler Emissionsgrad
σ_0 : Gleichstromleitfähigkeit
ϱ : Spezifischer Gleichstromwiderstand (Ohm mm^2/ m)
λ : Vakuum - Wellenlänge (μm)

Klassische Dispersionstheorie

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad ; \quad 2nk = \frac{4\pi Ne^2}{m}\frac{\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

N : Elektronendichte
e : Elektronenladung
m : Elektronenmasse
ω_0 : Eigenfrequenz
γ : Dämpfungskonstante

Bei mehreren Eigenfrequenzen ω_0 ist über die frequenzabhängigen Ausdrücke zu summieren.

Vgl. z. B.: R. Becker, Theorie der Elektrizität II. Leipzig (1949), Teubner.

Theorie von DRUDE (Vgl. z. B. / 28 /)

$$n^2 - K^2 = 1 - \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega^2 + \omega_0^2} \qquad 2nk = \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega^2 + \omega_0^2}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}$$

$\sigma = nk\frac{\omega}{2\pi}$: Frequenzabhängige Leitfähigkeit

---

Tabelle 2 , Fortsetzung

Darstellung der DRUDEschen Theorie nach KAUER / 17 /

$$n^2 - K^2 = \varepsilon_g \left[1 - \frac{1 + \left(\frac{\gamma}{\omega_p}\right)^2}{\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \left(\frac{\gamma}{\omega_p}\right)^2} \right] \quad ; \quad 2nk = \varepsilon_g \frac{\frac{\gamma}{\omega_p}\left[1 + \left(\frac{\gamma}{\omega_p}\right)^2 \right]}{\frac{\omega}{\omega_p}\left[\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 + \left(\frac{\gamma}{\omega_p}\right)^2 \right]}$$

ε_g : Berücksichtigt die Polarisierbarkeit gebundener Träger

m^* : Effektive Masse der Ladungsträger

$\omega_p = \sqrt{\frac{N e^2}{\varepsilon_o \varepsilon_g m^*} - \gamma^2}$: Plasmafrequenz

---

Theorie von ROBERTS / 40 /

$$(n - ik)^2 = 1 + \sum_m \frac{K_{om} \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{sm}^2 + i \delta_m \lambda_{sm} \lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c \varepsilon_o} \sum_n \frac{\sigma_n}{\lambda_{rn} - i\lambda}$$

$\sum_n \sigma_n = \sigma_o$: Gleichstromleitfähigkeit

λ_{rn} : Relaxations - Wellenlängen

Quantenmechanische Darstellung nach EHRENREICH und PHILIPP

$$(n + ik)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega + \frac{i}{\tau_c}\right)} - \frac{e^2}{m \pi^2} \int d^3k \sum'_{\ell\ell'} f_\ell(k) \times f_{\ell'\ell}{}^{\mu} \left[\left(\omega + \frac{i}{\tau_{\ell\ell'}}\right)^2 - \omega_{\ell\ell'}^2 \right]^{-1} \quad / 6 /$$

ω_p : Plasmafrequenz der Leitfähigkeitselektronen

τ_c : Relaxationszeit, möglicherweise frequenzabhängig

m : Effektive Masse der Leitfähigkeitselektronen

$f_\ell(k)$: Fermi - Funktion für den Zustand k im Band ℓ

$f_{\ell'\ell}{}^{\mu}$: Oszillatorenstärke nach EHRENREICH und COHEN

$\tau_{\ell\ell'}$: Band - Band - Relaxationszeit

$\hbar \omega_{\ell\ell'} = E_\ell(k) - E_{\ell'}(k)$; $E_\ell(k)$ ist die Energie eines BLOCH-Elektrons k im Band ℓ

---

bereich (oberhalb etwa 4 μm) gelungen. Die von HAGEN und RUBENS / 13,43 / empirisch gefundene und von DRUDE aus der MAXWELLschen Theorie hergeleitete HAGEN-RUBENS-Beziehung liefert zwischen spektralem Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$, spezifischem Gleichstromwiderstand ϱ und der Vakuum-Wellenlänge λ den Zusammenhang

$$\varepsilon(\lambda) \approx 0{,}365 \sqrt{\frac{\varrho}{\lambda}} \qquad (2{,}1)$$

Aus der Form dieser Darstellung ist unmittelbar ersichtlich, daß ein X-Punkt hiernach nicht zustande kommen kann. Wegen der bereits spektral beschränkten Gültigkeit der HAGEN-RUBENS-Beziehung ist auch eine Deutung des X-Punkt-Problems auf dieser Grundlage nicht zu erwarten.

Es hat nun nicht an Bemühungen gefehlt, neben experimentellen Untersuchungen durch theoretische Überlegungen, auch hypothetischer Art, weiter zu kommen. WORTHING / 62 /, der lange vor PRICE auf die X-Punkte aufmerksam wurde, das Thema jedoch nicht weiter verfolgte, vermutete Proportionalität zwischen den Wellenlängen λ_x und den Schmelztemperaturen der Metalle. Diese Vermutung hat sich inzwischen als unzutreffend erwiesen. PRICE / 35 - 39 / beschäftigte sich vorwiegend mit der Phänomenologie der X-Punkte, insbesondere mit der Wellenlängenabhängigkeit des Temperaturkoeffizienten. Zur Deutung der X-Punkte setzt er einen spektralen Verlauf des Emissionsgrades voraus, der experimentell nicht bestätigt werden konnte. In einer Auseinandersetzung mit PRICE hat WEALE / 59 / die Formel angegeben

$$\lambda_x = \sqrt{3}\, \lambda_r \qquad (2{,}2)$$

doch besteht auch hier keine Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die Wellenlänge λ_r in (2,2) wird als Relaxations-Wellenlänge bezeichnet und hat wohl eine ähnliche

Bedeutung wie die Plasmafrequenz der freien Elektronen.

Mit der DRUDEschen Theorie haben sich vor allem GRASS / 12 / und KAUER / 17 / auseinandergesetzt. KAUER gibt aus der Theorie von DRUDE abgeleitete Formeln für die Dielektrizitätskonstanten an, die bei Variation der freien Parameter ε_g und γ/ω_p Schnittpunkte der Emissionsgrad-Kurven ergeben. Die Anwendung dieses Verfahrens soll bei Wolfram zu einer Anpassung an die Meßkurven von DE VOS / 56,57 / führen, wobei die Wellenlänge λ_x mit der Plasmafrequenz zu identifizieren wäre. Ob aber die Dielektrizitätskonstanten richtig beschrieben werden, erscheint unter Hinweis auf deren grundsätzlich anderen Verlauf in der Nähe der X-Punkte von Gold und Kupfer (Abb. 2 und 3) zweifelhaft, zumal auch GRASS / 12 / festgestellt hat, daß die DRUDEsche Theorie im Bereich von Absorptionsbanden versagt.

ROBERTS / 40 / dagegen hält die DRUDEsche Theorie bei richtiger Interpretation für voll anwendbar. Als neuen Gedanken, der allerdings in den Eigenfrequenzen der klassischen Dispersionstheorie sein Analogon hat, nimmt ROBERTS die Existenz mehrerer "Arten" freier Elektronen an. Die Gleichstromleitfähigkeit σ_c setzt sich hiernach aus den einzelnen Beiträgen σ_n zusammen, und für die X-Punkte soll die Konstanz der Quotienten σ_n/λ_{rn} ursächlich sein. Keinen Anteil am Zustandekommen der X-Punkte schreibt ROBERTS den gebundenen Elektronen zu, die in der ersten Summe mit den Gliedern K_{om} ohne Annahme näherer Einzelheiten berücksichtigt sind.

In andere Richtung gehen die Überlegungen, die von GRASS / 12 /, von JOOS und KLOPFER / 16 / sowie von SCHLEY, KINZWALD und VERCH / 45 / angestellt worden sind, von letzteren in direkter Anwendung auf das X-Punkt-Problem.

Hiernach stehen die X-Punkte im Zusammenhang mit Band-Band-Übergängen, wobei Verbreiterungen der Energiebänder mit steigender Temperatur für deren Zustandekommen maßgebend sind.[1)] Die Auffassung von ROBERTS / 40 /, daß die Annahme mehrerer Arten freier Elektronen dem Bändermodell äquivalent ist, kann nicht ohne weiteres akzeptiert werden. Mit der Deutung des X-Punkt-Phänomens auf Grund der einen oder der anderen Vorstellung wird zugleich über fundamentale Struktureigenschaften der Materie entschieden. Von der experimentellen Behandlung des X-Punkt-Problems ist daher ein wesentlicher Beitrag zu einem weiteren Ausbau der Theorie zu erwarten, deren bisherige quantentheoretische Formulierung nur schwer zu handhaben ist.

Im Anschluß an bereits bekannte Tatsachen und zum Teil auch an frühere Untersuchungen des Verfassers / 55 / boten sich als spezielle Ziele dieser Arbeit folgende Aufgaben an:

1.) Messung der Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrades von Au und Cu bis herab zu 300 nm.
Hiervon hing die Beantwortung der Frage ab, ob diese Metalle mehr als einen X-Punkt besitzen.

2.) Messung der optischen Konstanten von Wolfram in der näheren Umgebung des X-Punktes bei hohen Temperaturen.
Der Vergleich mit dem Verhalten der optischen Konstanten von Gold und Kupfer in der Nähe der X-Punkte sollte dabei klären, ob in allen drei Fällen der gleiche Mechanismus vorliegt.

Der Zusammenhang der Meßergebnisse mit theoretischen Modellvorstellungen wird an geeigneter Stelle diskutiert.

---

1) Vgl. S. 57

3. Untersuchungen an Gold und Kupfer

3.1 Die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades

Bei den Untersuchungen von Gold und Kupfer galt das Hauptinteresse zunächst der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades $\varrho(\lambda)$.[1] Maßgebend für diese Zielsetzung waren frühere Untersuchungen / 55 /, die zu der Vermutung geführt hatten, daß es Metalle mit mehr als einem X-Punkt geben könnte. Sieht man von Silber ab, bei dem bereits zwei X-Punkte bekannt waren, so war die Existenz eines zweiten X-Punktes vor allem bei Gold und Kupfer sehr wahrscheinlich. Die Arbeiten von OTTER / 32,33 / lieferten in gewissem Grade bereits die Bestätigung dieser Arbeitshypothese, jedoch ist dort nur bei Gold ein zweiter X-Punkt mit hinreichender Sicherheit zu erkennen, während er bei Kupfer nur angedeutet ist. Ebenso waren die von ROBERTS / 41 / bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Messungen der optischen Konstanten von Kupfer hinsichtlich des X-Punkt-Problems nicht sehr befriedigend, worauf sich übrigens die oben (S. 9) zitierte Bemerkung von ROBERTS bezieht. Die nachstehend beschriebenen Messungen sollten hier Klarheit schaffen.

Nach früheren Erfahrungen / 55 / schien es nicht sinnvoll, die Absolutwerte des spektralen Reflexionsgrades bei verschiedenen Temperaturen zu messen. Eine höhere Meßgenauigkeit war von einer Differentialmethode zu erwarten, bei der vor allem die Eigenstrahlung des Probenmaterials unterdrückt wurde. Abb. 4 zeigt das Schema der Versuchs-

---

1) Bei niedrigen Temperaturen ist der Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ nicht direkt meßbar. Wegen der einfachen Beziehung $\varepsilon(\lambda) + \varrho(\lambda) = 1$ liefert der Reflexionsgrad gleichwertige Informationen.

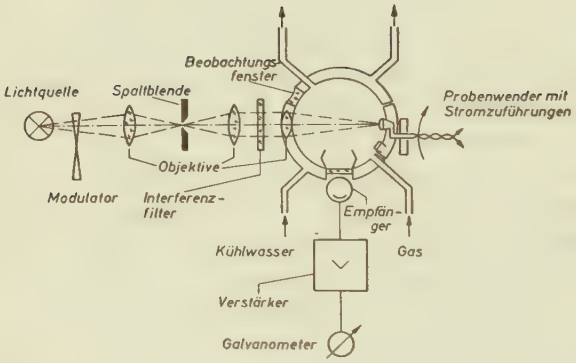

Abb. 4 : Versuchsanordnung zur Messung der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades.

anordnung, deren Kernstück eine ULBRICHTsche Kugel von etwa 15 cm Durchmesser ist. Die Innenwand der Kugel wurde durch Sandstrahlen aufgerauht und mit einem Anstrich aus einer Art Aluminiumbronze versehen. Dadurch waren hinreichend hoher Reflexionsgrad und diffuse Reflexion im Spektralbereich von 300 bis 800 nm gewährleistet. Die ULBRICHTsche Kugel ermöglicht die Verwendung dünner, bequem elektrisch heizbarer Metallbänder, da nicht zu starke Unebenheiten der Oberfläche auf das Meßergebnis ohne Einfluß sind. Zwei etwa 0,03 mm dicke Proben, eine davon zur elektrischen Beheizung in einen Stromkreis geschaltet, waren in einem Probenwender so angeordnet, daß sie wahlweise in den Strahlengang geschwenkt werden konnten. Die nicht heizbare Probe diente als Bezugsnormal und ge-

währleistete die Kontrolle der zeitlichen Konstanz sowohl des eingestrahlten Lichtes als auch der Empfindlichkeit des Empfängers. Darüber hinaus stellt die Anwesenheit beider Proben innerhalb der ULBRICHTschen Kugel während des gesamten Meßvorganges eine im Zusammenhang mit den Untersuchungen von KORTE und SCHMIDT / 19 / notwendige Maßnahme dar.

Die von einer Xenon-Hochdrucklampe ausgeleuchtete Spaltblende wurde unter Einschaltung eines Interferenzfilters jeweils auf eine der beiden Proben abgebildet. Abweichend von der schematischen Darstellung war der Empfänger (Photovervielfacher) symmetrisch zu den Proben oberhalb der Zeichenebene angeordnet. Durch Modulation des eingestrahlten Lichtes und Verwendung eines auf die Modulationsfrequenz abgestimmten Schmalband-Verstärkers war dafür gesorgt , daß die Eigenstrahlung der geheizten Probe nicht zur Anzeige gelangte. Die Überprüfung des Empfänger-Anzeige-Teils ergab Linearität, und damit war der gemessene Photostrom dem Reflexionsgrad der Proben direkt proportional. Zur Verminderung der Oxydation wurde der Innenraum der Kugel mit einem Stickstoff-Wasserstoff-Gemisch bei geringem Überdruck gespült, während die Wasserkühlung den Empfänger vor zu starker Erwärmung schützen sollte.

Als Ergebnis der Untersuchungen zeigt Abb. 5 die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades von Gold und Kupfer in der Darstellung $\varrho_t/\varrho_0 = f(\lambda)$. Hierbei bedeutet ϱ_0 den spektralen Reflexionsgrad bei Zimmertemperatur und ein X-Punkt ist daher durch $\varrho_t/\varrho_0 = 1$ gekennzeichnet. Als Material wurden gewalzte Goldbänder und Folien aus Elektrolytkupfer verwendet. Die abgebildeten Kurven stellen die Mittelwerte aus den Messungen an je fünf verschiedenen Proben dar. Die Darstellung der Meßergebnisse in Kurvenform wurde bevorzugt, um den Vergleich mit den Messungen von OLTER übersichtlich

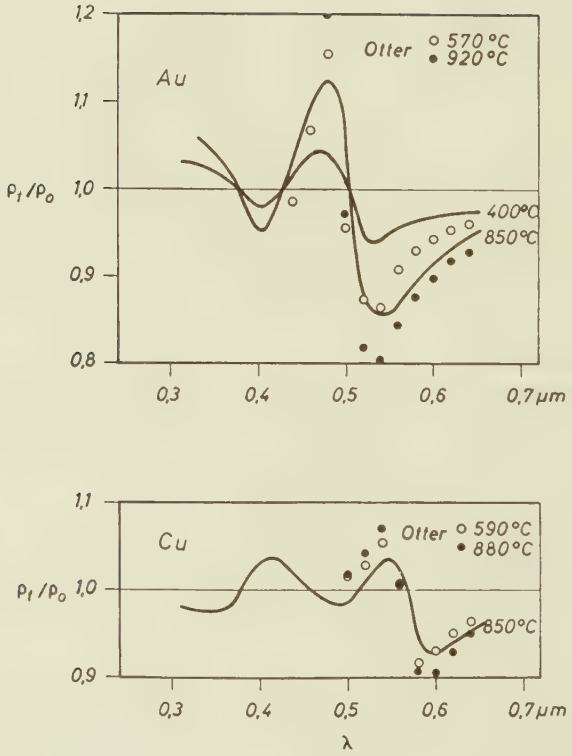

Abb. 5 : Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades von Gold und Kupfer in der Darstellung ϱ_τ/ϱ_0 mit K-Punkten bei $\varrho_\tau/\varrho_0 = 1$. Meßwerte: Kurven Vergleichswerte: OTTER / 32,33 /.

zu gestalten. Tatsächlich erfolgten die Messungen bei diskreten Wellenlängen, wobei der mittlere Abstand benachbarter Meßpunkte im Bereich von 380 bis 600 nm kleiner war als 10 nm, in der näheren Umgebung der X-Punkte zum Teil kleiner als 5 nm. Die Meßunsicherheit betrug für Wellenlängen größer als 360 nm etwa 1 %, für kleinere Wellenlängen etwa 3 %.

Sowohl bei Gold als auch bei Kupfer ergab sich im langwelligen Meßbereich gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von OTTER / 32,33 /. Bei kürzeren Wellenlängen wurde dagegen ein etwas geringerer Temperatureffekt gefunden. Angesichts der Tatsache, daß OTTER mit Einkristallen gearbeitet hat, die Präparation der Proben also sehr unterschiedlich war, ist aber auch hier die Übereinstimmung noch als sehr gut zu bezeichnen. Insbesondere sind die Abweichungen in bezug auf die Lage der X-Punkte, soweit dies von OTTER bereits gemessen worden sind, sehr gering.

Bei Kupfer wurde auf einen Vergleich mit den Messungen von ROBERTS verzichtet, da dessen Ergebnisse nicht eindeutig sind. ROBERTS / 41 / erhält zwar bei dem Vergleich zwischen 300 ^{o}K und 90 ^{o}K zwei X-Punkte bei etwa 0,57 und 0,50 µm ,diese sind jedoch bei dem Vergleich zwischen 300 ^{o}K und 500 ^{o}K nicht mehr zu erkennen. Hierzu ist aber zu bemerken, daß der Temperatureffekt zu gering ist, um bei einer Temperaturdifferenz von nur 200 grd sichere Ergebnisse erwarten zu lassen. Aus diesem Grunde sind auch die Ergebnisse der eigenen Messungen an Kupfer nur für die Temperatur 850 ^{o}C zur Darstellung gebracht worden, weil die Messungen bei niedrigeren Temperaturen trotz qualitativer Übereinstimmung keine zuverlässige Bestimmung der X-Punkte ermöglichten. Wie Abb. 5 zeigt wurden

für Gold drei X-Punkte bei 0,505, 0,43 und 0,38 µm und für Kupfer vier X-Punkte bei 0,57 , 0,51 , 0,46 und 0,38 µm gefunden. Damit wurde die Arbeitshypothese von der möglichen Existenz mehrerer X-Punkte voll bestätigt.

3.2 Die Reflexionsspektren von Gold und Kupfer

Um weitere Unterlagen zur Deutung der X-Punkte und zur Berechnung der optischen Konstanten zu erhalten, wurden neben den Messungen der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades zugleich Messungen der Reflexionsspektren von Gold und Kupfer in Angriff genommen. Zunächst wurde hierbei mit einer schon früher / 55 / verwendeten Apparatur gearbeitet, die in Abb. 6 schematisch dargestellt ist.

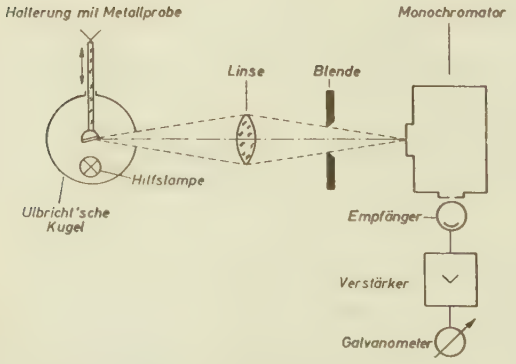

Abb. 6 : Versuchsanordnung zur Messung des Reflexionsgrades

Das Prinzip der Meßmethode ist von TINGWALDT / 50 / beschrieben und hier mit einigen Abänderungen übernommen worden. Eine ULBRICHTsche Kugel von etwa 40 cm Durchmesser mit diffus reflektierendem Innenanstrich wird von einer mit Gleichstrom betriebenen Hilfslampe annähernd gleichmäßig ausgeleuchtet. Über eine kreisförmige Öffnung von 10 mm Durchmesser in der Kugelwand, Linse und Blende erfolgt eine Abbildung der Mitte der Kugel im Maßstab 1 : 1 auf den Eintrittsspalt eines Monochromators. Befindet sich die an einer verschiebbaren Halterung befestigte Metallprobe im Zentrum der Kugel, so wird die reflektierte Strahlung gemessen. Bei Entfernung der Metallprobe aus dem Zentrum wird dagegen die Strahlung der Rückwand der Kugel bewertet. Bei vollständig gleichmäßiger Ausleuchtung und Linearität des Empfänger-Anzeige-Teils erhält man aus diesen beiden Messungen unmittelbar den spektralen Reflexionsgrad $\varrho(\lambda)$.

Abweichend von der von TINGWALDT / 50 / beschriebenen Anordnung wurde auf den bei lichttechnischen Untersuchungen üblichen Schatter verzichtet. Wie bereits früher ausgeführt / 55 /, kommt es nur darauf an, daß die Proben kein direktes Licht von der Hilfslampe erhalten. Das ließ sich im vorliegenden Fall auch ohne Schatter durch leichte Schrägstellung der Probe (10°) erreichen, wodurch ein erheblicher Intensitätsgewinn und damit eine Steigerung der Meßgenauigkeit gegenüber der Anordnung mit Schatter erzielt werden konnte.

Eine vollständig gleichmäßige Ausleuchtung der Kugel ist naturgemäß nicht zu erwarten. Daher war es notwendig, die Intensitätsverteilung innerhalb der Kugel, insbesondere das Intensitätsverhältnis von Vorder- und Rückwand zu messen. Dies [illegible]

/ 50 / mit einer Anordnung aus zwei Prismen, von denen eines drehbar war. Bei den früheren Untersuchungen wurden diese Messungen nur bei einer Wellenlänge durchgeführt, und es war zeitliche Konstanz der Intensitätsverteilung angenommen worden. Da es damals nur auf die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades ankam, war dieses Verfahren vollkommen ausreichend. Es wurde aber bereits darauf hingewiesen / 55 /, daß die Absolutwerte des Reflexionsgrades möglicherweise mit systematischen Fehlern behaftet sein könnten.

Die neuen Untersuchungen hatten die exakte Bestimmung der Reflexionsspektren zum Ziel, wodurch genauere Messungen der Intensitätsverteilung notwendig wurden. Hierbei stellte sich heraus, daß die früher gemachten Voraussetzungen nicht zutrafen. Die räumliche Intensitätsverteilung änderte sich mit der Zeit und erwies sich auch als wellenlängenabhängig. Die Ursache hierfür sind vermutlich Veränderungen der Hilfslampe, vor allem die beobachtbare ungleichmäßige Schwärzung des Glaskolbens durch Verdampfen des Glühfadens (Wolfram). Durch wiederholte Messungen der Intensitätsverteilung ließen sich diese zeitlichen Änderungen bei der Auswertung der Meßergebnisse berücksichtigen. Es sei ausdrücklich betont, daß die Abweichungen der neuen Ergebnisse für Gold von den früher mitgeteilten / 55,45 / in erster Linie auf die damals nicht erkannten systematischen Fehler zurückzuführen sind und nicht auf unterschiedliche Präparation der Proben. Als Probenmaterial fanden wie bei der Messung der Temperaturabhängigkeit gewalzte Goldbänder und Folien aus Elektrolytkupfer Verwendung.

Die beschriebene Versuchsanordnung ermöglichte Messungen bis herab zu 400 nm. Im Zusammenhang mit den gefundenen Temperatureffekten war aber auch der spektrale Verlauf des Reflexionsgrades für kürzere Wellenlängen von Interesse.

Hierzu wurden Messungen an aufgedampften Gold- und Kupferspiegeln mit einem Zweistrahl-Spektrographen durchgeführt. Diese Proben wurden mit ebenfalls frisch aufgedampften Aluminiumspiegeln und auch untereinander verglichen. Zur Auswertung der Messungen mußte der spektrale Reflexionsgrad von Aluminium bekannt sein. Im Bereich von 500 bis 900 nm wurden hierbei die aus den optischen Konstanten errechneten Literaturwerte von SCHULZ und TAGHERLINI / 46,47 / eingesetzt. Für den kurzwelligen Spektralbereich fanden die Messungen von SABINE / 44 / insofern Berücksichtigung, als hiernach der spektrale Reflexionsgrad von Aluminium in einem weiten Bereich als konstant angesehen werden konnte. Eigene Messungen in der ULBRICHTschen Kugel bei 450 nm ergaben den Wert $\varrho(\lambda) = 0{,}905$, der für den gesamten Bereich von 250 bis 500 nm bei der Auswertung der Meßergebnisse benutzt wurde.

Bei den Messungen fanden je nach dem Spektralbereich ausgewählte Lichtquellen und Empfänger Verwendung und zwar Wasserstofflampe und Nernststift sowie Photovervielfacher, PbS - Zelle und Strahlungsthermoelement. Die mit verschiedenen Kombinationen erhaltenen Ergebnisse deckten sich in hinreichend großen Überlappungsbereichen. Große Abweichungen ergaben sich jedoch, wenn dieser Bereich überschritten wurde, ein Zeichen dafür, daß für einen der Empfänger die Linearität der Anzeige nicht mehr gewährleistet war. In diesen Fällen fanden nur die mit dem spektral besser angepaßten Empfänger erzielten Ergebnisse Berücksichtigung.

In Abb. 7 sind die Ergebnisse der Reflexionsmessungen dargestellt.

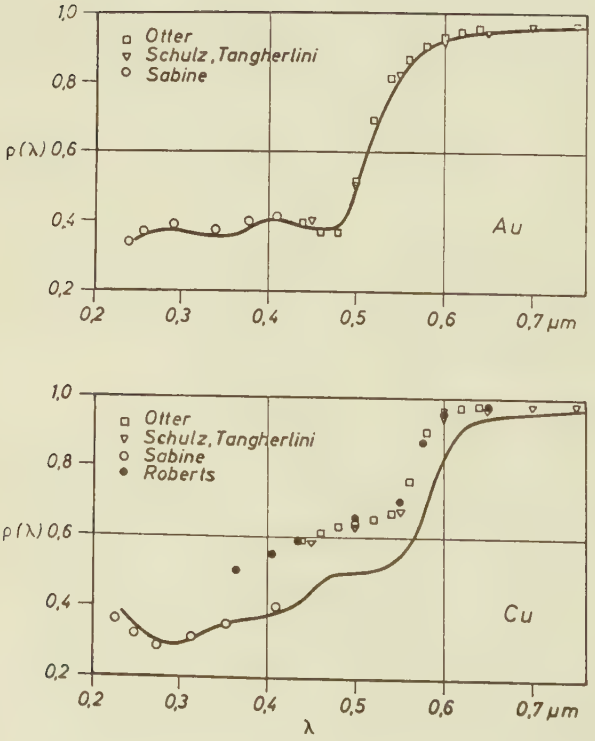

Abb. 7 : Reflexionsspektren von Gold und Kupfer bei Zimmertemperatur. Meßwerte: Kurven
Vergleichswerte: OTTER / 32,33 /, SCHULZ und TANGERLINI / 46,47 /, SABINE / 44 /, ROBERTS / 41 /.

Für Wellenlängen unter 400 nm handelt es sich dabei um die Mittelwerte der Messungen an je drei Gold- bzw. Kupferspiegeln, während oberhalb 400 nm auch die Messungen in der ULBRICHTschen Kugel - ebenfalls an je drei Proben - bei der Mittelwertbildung berücksichtigt wurden. Eine systematische Abweichung zwischen den aufgedampften Spiegeln und den bandförmigen Proben aus Walzgold und Elektrolytkupfer konnte nicht festgestellt werden. Die an verschiedenen Proben aus gleichem Material gewonnenen Ergebnisse streuten im Mittel um etwa 1 %, die Übereinstimmung im spektralen Verlauf war praktisch vollkommen.

Zum Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren wurden die neueren Arbeiten von SCHULZ und TANGHERLINI / 46,47 /, von OTTER / 32,33 / und von ROBERTS / 41 / herangezogen; für den UV-Bereich stehen jedoch keine Arbeiten jüngeren Datums zur Verfügung, so daß auf die schon älteren Messungen von SABINE / 44 / zurückgegriffen werden mußte. Die Übereinstimmung ist bei Gold außerordentlich gut, insbesondere wenn man die unterschiedliche Präparation und die verschiedenartigen Meßmethoden berücksichtigt. So haben OTTER, SCHULZ und TANGHERLINI die optischen Konstanten gemessen, wobei OTTER mit Einkristallen gearbeitet hat, während es sich bei den Untersuchungen von SABINE um Reflexionsmessungen an aufgedampften Spiegeln nach einem photographischen Verfahren handelt. Bei Kupfer ist die Übereinstimmung im mittleren Spektralbereich weniger gut. Das mag daran liegen, daß bei Kupfer die Präparation eine größere Rolle spielt, und daß dieses Metall sehr viel empfindlicher gegenüber einer Gasbeladung der Oberfläche ist. Doch wird auch hier im kurzwelligen Bereich und oberhalb 700 nm der Anschluß an die Ergebnisse anderer Autoren erreicht.

Der Einfluß von Oberflächeneffekten auf die optischen Eigenschaften ist bei den Metallen bekannt; hinsichtlich

Gasbeladung sind die neuen Untersuchungen von CANFIELD, HASS und HUNTER / 2 / an Goldschichten im Vakuum-UV sehr aufschlußreich. Wie bereits früher ausgeführt / 55 /, und wie auch JOOS und KLOPFER / 16 / bemerken, sind jedoch die Absolutwerte der optischen Größen für die Ermittlung der Struktureigenschaften von untergeordneter Bedeutung, solange der spektrale Verlauf nicht gestört wird. Ziel der Reflexionsmessungen war es daher auch nicht, präzisere Daten zu liefern, sondern es wurde vielmehr Wert darauf gelegt, die Lage der Kanten, Extrema und Wendepunkte zu fixieren. Von diesem Standpunkt aus betrachtet ist das wesentliche Ergebnis der Reflexionsmessungen darin zu sehen, daß die Reflexionsspektren von Gold und Kupfer eine bisher nicht beachtete Struktur zeigen. Durch Multiplikation der gemessenen Reflexionsspektren bei Zimmertemperatur (Abb. 7) mit den Meßwerten ϱ_t/ϱ_0 (Abb. 5) erhielt man die Reflexionsspektren bei höheren Temperaturen. Wegen des bei Kupfer recht geringen Temperatureffektes wurde auf eine gesonderte Darstellung verzichtet, doch ist das Temperaturverhalten allgemein dadurch gekennzeichnet, daß die Reflexionskurven mit steigender Temperatur glatter werden und die Struktur in zunehmendem Maße verschwindet. Daraus folgt ein Zusammenhang des X-Punkt-Phänomens mit der Nivellierung von Absorptionsstellen bei hohen Temperaturen.

3.3 Berechnung der optischen Konstanten

Die optischen Eigenschaften von Metallen werden durch die Reflexionsspektren nur unzureichend beschrieben, da zwischen den Absorptionsstellen und dem spektralen Reflexionsgrad kein direkter Zusammenhang besteht. Die Verbindung wird erst hergestellt durch die optischen Konstanten, die - wie bei allen absorbierenden Medien - einen weitaus höheren Informationsgehalt besitzen. Da die experimentelle Be-

stimmung der optischen Konstanten jedoch sehr aufwendig und zeitraubend ist, hat man nach Möglichkeiten gesucht, sie aus den meßtechnisch leichter zugänglichen Reflexionsspektren zu berechnen. Das mathematische Hilfsmittel hierfür ist die KRAMERS-KRONIG-Relation / 1,49 /, die zunächst auf Halbleiter, in den letzten Jahren aber auch auf die Gruppe der Edelmetalle angewendet wurde / 6 /.

Die komplexe Amplitude der an einer Metalloberfläche reflektierten Welle läßt sich in der Form darstellen

$$\rho = \sqrt{\varrho(\lambda)}\, e^{-i\psi} \qquad (3,1)$$

Das Absolutquadrat dieses Ausdrucks ist identisch mit dem spektralen Reflexionsgrad $\varrho(\lambda)$, währen die Größe ψ , ebenfalls eine Funktion der Wellenlämge, die bei der Reflexion an der Metalloberfläche auftretende Phasenverschiebung beschreibt. Andererseits läßt sich die komplexe Amplitude durch den komplexen Brechungsindex $m = n - ik$ ausdrücken

$$\rho = \frac{m-1}{m+1} = \frac{n-1-ik}{n+1-ik} \qquad (3,2)$$

Durch Gleichsetzen von (3,1) und (3,2) folgt

$$\rho = \sqrt{\varrho(\lambda)}\,(\cos\psi - i\sin\psi) = \frac{n^2+k^2-1}{(n+1)^2+k^2} - i\,\frac{2k}{(n+1)^2+k^2} \qquad (3,3)$$

woraus man nach elementaren Umformungen die Beziehung erhält

$$n = \frac{1-\varrho(\lambda)}{1+\varrho(\lambda)-2\sqrt{\varrho(\lambda)}\cos\psi} \qquad (3,4)$$

und

$$k = \frac{2\sqrt{\varrho(\lambda)}\sin\psi}{1+\varrho(\lambda)-2\sqrt{\varrho(\lambda)}\cos\psi} \qquad (3,5)$$

Wesentlicher Inhalt dieser Vorbetrachtung ist, daß die optischen Konstanten n und k durch den spektralen Reflexionsgrad $\varrho(\lambda)$ und die Phasenverschiebung ψ eindeutig bestimmt sind.

Die KRAMERS-KRONIG-Relation (3,6; 3,7) macht von einer allgemeingültigen Beziehung zwischen Real- und Imaginärteil komplexer Funktionen Gebrauch. Eine ausführliche Darstellung der mathematischen Grundlagen ist bei BODE / 1 / und auch bei STERN / 49 / zu finden. Für den hier interessierenden Spezialfall wird die KRAMERS-KRONIG-Relation auf den natürlichen Logaritmus der komplexen Amplitude $\ln \mathfrak{r} = \sqrt{\varrho(\lambda)} - i\psi$ angewendet. Damit ergibt sich für die Phasenverschiebung $\psi(\lambda_o)$ bei festgehaltener Wellenlänge λ_o

$$\psi(\lambda_o) = \frac{\lambda_o}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln \varrho(\lambda)}{\lambda^2 - \lambda_o^2} \, d\lambda \qquad (3,6)$$

und durch partielle Integration dieses Ausdrucks

$$\psi(\lambda_o) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{d \ln \varrho(\lambda)}{d\lambda} \ln \left| \frac{\lambda_o + \lambda}{\lambda_o - \lambda} \right| d\lambda \qquad (3,7)$$

Als Integrationsvariable ist hier die Wellenlänge λ gewählt worden, weil die Reflexionsspektren überwiegend als Funktionen der Wellenlänge angegeben werden. Ebenso gut kann aber die Frequenz ν oder die Kreisfrequenz ω gewählt werden.

Wie die Gleichungen (3,6) und (3,7) zeigen, verschiebt die KRAMERS-KRONIG-Relation das vorliegende Problem: die optischen Konstanten lassen sich ermitteln, wenn die Reflex-

ionsspektren im gesamten Bereich von $\lambda = 0$ bis $\lambda \to \infty$ bekannt sind. Da das im allgemeinen nicht der Fall ist, muß man sich mit der Integration über einen Teilbereich begnügen, wobei die hierdurch bedingten Fehler unbekannt bleiben. Aus diesem Grund wurde die KRAMERS-KRONIG-Relation bisher als ein zwar brauchbares aber doch recht grobes Hilfsmittel zur Bestimmung der optischen Konstanten angesehen. Für den Fall, daß die optischen Konstanten in einem kleinen Gebiet bei diskreten Wellenlängen bereits bekannt sind, wurde eine mathematisch einwandfreie Näherungslösung für die unbekannten Teilbereiche entwickelt, die nachstehend beschrieben wird.

Ist ein Reflexionsspektrum in dem Bereich von λ_1 bis λ_2 bekannt, so lassen sich die Teilintegrale $\psi_1(\lambda_c)$ für diesen Bereich berechnen. Hierfür gilt, wenn $\lambda_1 < \lambda_2$ ist, unter Beschränkung auf die Formulierung (3,7)

$$\psi_1(\lambda_c) = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d \ln \varrho(\lambda)}{d\lambda} \cdot \ln \left| \frac{\lambda_0 + \lambda}{\lambda_0 - \lambda} \right| d\lambda \qquad (3,8)$$

Zur vollständigen Lösung ist also noch der Differenzbetrag $\Delta\psi(\lambda_0) = \psi(\lambda_c) - \psi_1(\lambda_0)$ zu bestimmen. Zerlegt man $\Delta\psi(\lambda_c)$ in einen kurzwelligen und einen langwelligen Anteil, so erhält man die Ausdrücke

$$\Delta\psi_0(\lambda_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\lambda_1} \frac{d \ln \varrho(\lambda)}{d\lambda} \ln \left| \frac{\lambda_c + \lambda}{\lambda_c - \lambda} \right| d\lambda \qquad (3,9)$$

und $$\Delta\psi_\infty(\lambda_0) = \frac{1}{2\pi}\int_{\lambda_2}^{\infty} \frac{d\ln\varrho(\lambda)}{d\lambda} \ln\left|\frac{\lambda_0+\lambda}{\lambda_0-\lambda}\right| d\lambda\,, \qquad (3,10)$$

deren Summe $\Delta\psi(\lambda_0)$ ergibt. Unter der Voraussetzung $\lambda_1<\lambda_0<\lambda_2$ gilt für den kurzwelligen Bereich $\lambda<\lambda_0$ und für den langwelligen Bereich $\lambda_0<\lambda$. Damit erhält man als Reihenentwicklung

$$\Delta\psi_0(\lambda_0) = \sum_m a_m \lambda_0^{-m} \qquad m = 1,3,5,7,\ldots \qquad (3,11)$$

und $$\Delta\psi_\infty(\lambda_0) = \sum_m b_m \lambda_0^{m} \qquad m = 1,3,5,7,\ldots \qquad (3,12)$$

wobei die Koeffizienten a_m und b_m die Form haben

$$a_m = \frac{1}{\pi m}\int_0^{\lambda_1} \frac{d\ln\varrho(\lambda)}{d\lambda} \lambda^m\, d\lambda \qquad (3,13)$$

und $$b_m = \frac{1}{\pi m}\int_{\lambda_2}^{\infty} \frac{d\ln\varrho(\lambda)}{d\lambda} \lambda^{-m} d\lambda \qquad (3,14)$$

Geht man von der Formulierung (3,6) aus, so kommt man zu einem analogen Ergebnis, mit dem Unterschied, daß von den dort auftretenden Koeffizienten alle a_m positives und alle b_m negatives Vorzeichen haben, während das bei der Ableitung aus (3,7) nicht der Fall zu sein braucht. Dieser Unter-

schied ergibt sich daher, daß im gesamten Bereich $\varrho(\lambda) \leq 1$ und damit $\ln \varrho(\lambda)$ stets negativ (oder gleich Null) ist, während das Vorzeichen des Differentialquotienten $d\ln\varrho(\lambda)/d\lambda$ wechseln kann.

Für die Bestimmung der Phasenverschiebung haben die Restglieder des kurzwelligen Bereiches im allgemeinen eine größere Bedeutung als diejenigen des langwelligen Bereichs, da für große Wellenlängen $d\ln\varrho(\lambda)/d\lambda$ asymptotisch gegen Null geht. Berücksichtigt werden muß auf jeden Fall das erste Glied von (3,11), so daß sich die Näherungen anbieten

$$\Delta\psi_1(\lambda_0) = a_1\lambda_0^{-1} \tag{3,15}$$

$$\Delta\psi_2(\lambda_0) = a_1\lambda_0^{-1} + b_1\lambda_0 \tag{3,16}$$

$$\Delta\psi_3(\lambda_0) = a_1\lambda_0^{-1} + a_3\lambda_0^{-3} \tag{3,17}$$

$$\Delta\psi_4(\lambda_0) = a_1\lambda_0^{-1} + a_3\lambda_0^{-3} + b_1\lambda_0 \tag{3,18}$$

von denen in dieser Reihenfolge steigende Genauigkeit zu erwarten ist. Die unbekannten Koeffizienten lassen sich berechnen, wenn die optischen Konstanten für eine oder mehrere Wellenlängen λ_0 im Spektralbereich zwischen λ_1 ... λ_2

bekannt sind. Zugleich gewinnt man aus der sukzessiven Näherung Anhaltspunkte über die relative Genauigkeit der Ergebnisse und kann abschätzen, in welchem Maße die unbekannten Bereiche des Reflexionsspektrums auf das Ergebnis von Einfluß sind.

Die Anwendbarkeit des eben beschriebenen Verfahrens wurde zunächst an einem Literaturbeispiel überprüft. Abb. 8

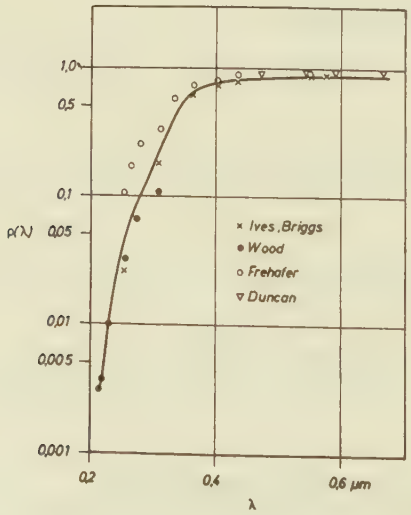

Abb. 8 : Reflexionsgrad von Kalium bei Zimmertemperatur interpoliert aus den Meßergebnissen von IVES und BRIGGS / 15 /, WOOD / 61 /, FREHAFER / 53 /, DUNCAN / 5 /.

zeigt das Reflexionsspektrum von Kalium, wobei die ausgezogene Kurve aus den Meßergebnissen von DUNCAN / 5 /, FREHAFER / 53 /, WOOD / 61 / sowie IVES und BRIGGs / 15 / interpoliert worden ist. Mit den Grenzen $\lambda_1 = 0{,}2\,\mu m$ und $\lambda_2 = 0{,}7\,\mu m$ erfolgte hieraus die Berechnung von $\psi_1(\lambda_0)$ nach (3,8), und bereits die erste Näherung (3,15) lieferte die in Abb. 9 dargestellten n-k-Werte (ausgezogene Kurven).

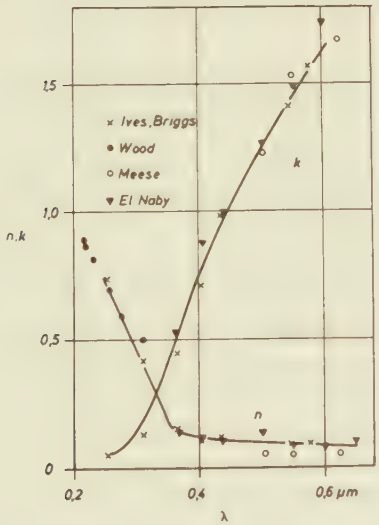

Abb. 9 : Nach der KRAMERS-KRONIG-Relation berechnete Werte der optischen Konstanten von Kalium (ausgezogene Kurve). Vergleichswerte: IVES und BRIGGS / 15 /, WOOD / 61 /, MEESE / 29 /, ELNABY / 30 /.

Wie der Vergleich mit Ausgangswerten und den Daten von MEESE / 29 / und ELNABY / 30 / zeigt, war eine weitere Verbesserung nicht erforderlich und wegen der Streuung der Meßergebnisse verschiedener Autoren auch kaum sinnvoll. An den nach (3,4 und 3,5) berechneten n-k-Werten war das Näherungsverfahren maßgeblich beteiligt, da der Beitrag der Korrekturfunktion $\Delta\psi_1(\lambda_0)$ zu dem Endresultat $\psi(\lambda_0)$ zwischen 45 und 70 % lag. Damit war die Leistungsfähigkeit der KRAMERS-KRONIG-Relation bei Berücksichtigung der Restglieder hinreichend bewiesen, wobei besonders hervorgehoben sei, daß zur Ableitung der Korrekturglieder (3,15 - 3,18) keine speziellen Annahmen über den Verlauf der Reflexionsspektren erforderlich waren.

Bei der hier interessierenden Berechnung der optischen Konstanten von Gold und Kupfer wurden die eigenen Meßergebnisse bei Zimmertemperatur (Abb. 7) durch die von SABINE / 44 / angegebenen Daten für den Vakuum-UV-Bereich ergänzt. Für die Berechnung von $\psi_1(\lambda_0)$ erstreckte sich damit die Integration von λ_1 = 50 nm bis λ_2 = 900 nm. Außer der Tatsache, daß für den Vakuum-UV-Bereich nur wenige Daten vorliegen, ergab sich die Wahl der Meßergebnisse von SABINE aus der guten Übereinstimmung mit den eigenen Ergebnissen im Überlappungsbereich, welche vermutlich durch die gleichartige Präparation bedingt ist. Zur Ermittlung der Koeffizienten a_m und b_n wurden die experimentellen n-k-Werte von SCHULZ und TANGHERLINI / 46,47 / sowie von OTTER / 32,33 / herangezogen, für Kupfer nur diejenigen von SCHULZ und TANGHERLINI.

Die Abb. 10 und 11 zeigen die Ergebnisse für Gold, wobei die ausgezogenen Kurven vorwiegend auf den eigenen Messungen basieren, während die gestrichelten Kurven den Meßergebnissen von SABINE zuzuordnen sind. In bezug auf die Phasen-

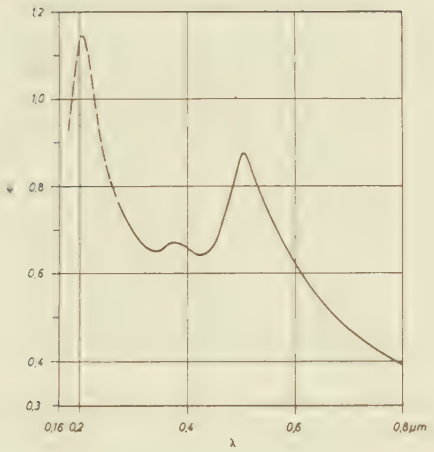

Abb. 10 : Phasenverschiebung ψ für Gold bei Zimmertemperatur.

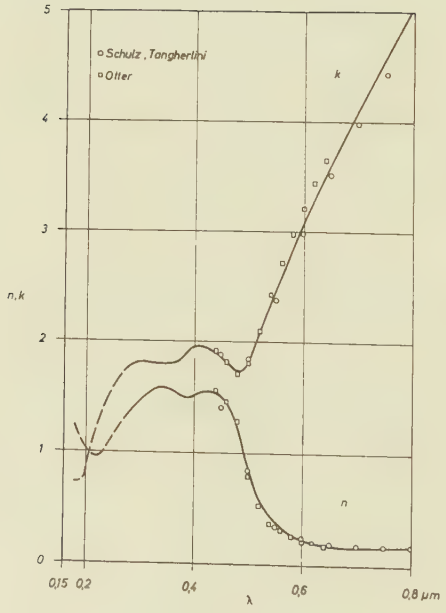

Abb. 11 : Optische Konstanten von Gold bei Zimmertemperatur. Aus den Meßergenissen berechnet: Kurven. Vergleichswerte: SCHULZ und TANGHERLINI / 46,47 /, OTTER / 32,33 /.

verschiebung ψ (Abb. 10) bedeutet die Abgrenzung dieser beiden Bereiche bei λ = 270 nm, daß bis herab zu dieser Wellenlänge die Meßwerte von SABINE einen Beitrag von weniger als 2 % zu ψ lieferten. Von ähnlicher Bedeutung ist diese Grenze hinsichtlich der Genauigkeit der Ergebnisse: den dargestellten Kurven lag die vierte Näherung (3,18) zugrunde, und für Wellenlängen $\lambda \geq$ 270 nm waren die Abweichungen der vierten von der ersten Näherung (3,15) ebenfalls kleiner als 2 %. Es kann hieraus geschlossen werden, daß die relative Genauigkeit der berechneten Werte ψ , n, k erheblich besser ist als 2 %. Eine weitere Verbesserung der Ergebnisse - etwa durch Berücksichtigung höherer Glieder der Reihenentwicklung (3,12 ; 3,13) - ist praktisch nicht möglich, weil die Meßfehler der zur Koeffizientenberechnung benötigten Werte und die Abweichungen der Werte verschiedener Autoren bereits einige Prozent betragen, wie der Vergleich der Ergebnisse von OTTER mit denen von SCHULZ und TANGHERLINI zeigt.

Die gute Übereinstimmung der berechneten n-k-Werte für Gold mit den experimentellen Daten der genannten Autoren für Wellenlängen größer als 440 nm ist aus Abb. 11 unmittelbar ersichtlich. Ein Vergleich mit den Meßergebnissen von CANFIELD, HASS und HUNTER / 2 / erscheint dagegen wenig sinnvoll, weil er das Spektrum unterhalb 200 nm betrafe, das bei den eigenen Reflexionsmessungen nicht erfaßt wurde. Es sei jedoch erwähnt, daß die zitierten Autoren bei ihren Messungen im Hochvakuum eine starke Abhängigkeit der optischen Größen vom Gasdruck gefunden haben. Die von ihnen für $p = 10^{-7}$ Torr angegebenen Reflexionswerte sind erheblich größer als diejenigen von SABINE / 44 /, und entsprechend erhalten sie auch höhere n-k-Werte bei 200 nm als in Abb. 11 dargestellt sind. Jedoch scheint dieser druckabhängige Oberflächeneffekt die Struktur des Spektrums nur wenig zu beeinflussen, und auf diese Struktur soll es hier in erster Linie ankommen.

Bei der Berechnung der optischen Konstanten von Kupfer wurde nur von der ersten Näherung (3,15) gebrauch gemacht. Diese Beschränkung ergab sich aus der Tatsache, daß die gemessenen Reflexionsspektren nur im langwelligen Bereich mit den Ergebnissen von SCHULZ und TANGHERLINI hinreichend gut übereinstimmten (Abb. 7). Den dargestellten Ergebnissen Ψ (Abb. 12) und n, k (Abb. 13) liegt der Anschluß an die von

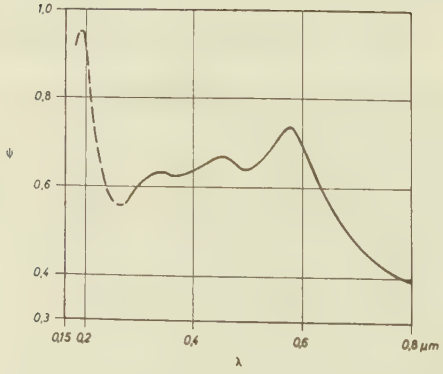

Abb. 12 : Phasenverschiebung Ψ für Kupfer bei Zimmertemperatur.

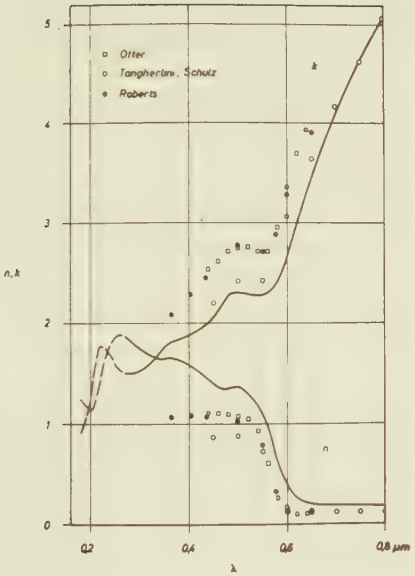

Abb. 13 : Optische Konstanten von Kupfer bei Zimmertemperatur. Aus den Meßergebnissen berechnet: Kurven. Vergleichswerte: OTTER / 32,33 /, SCHULZ und TANGHERLINI / 46,47 /, ROBERTS / 41 /.

SCHULZ und TANGHERLINI gemessenen n-k-Werte bei 800 nm, bzw. die aus diesen Werten berechnete Phasenverschiebung zu Grunde. In Analogie zu den Verhältnissen bei Gold wurden auch hier die Kurven unterhalb 270 nm gestrichelt dargestellt, weil in diesem Bereich der Einfluß der Meßwerte von SABINE / 44 /

überwiegt. Die Genauigkeit der Absolutwerte dürfte zwar geringer sein als bei Gold, bezogen auf die beim Anschluß verwendeten Werte der optischen Konstanten sollte aber auch in diesem Fall der spektrale Verlauf von ψ , n und k oberhalb 270 nm mit einer relativen Genauigkeit von etwa 2 % richtig wiedergegeben werden.

Der Vergleich mit den Ergebnissen von OTTER / 32,33 /, ROBERTS / 41 /, SCHULZ und TANGHERLINI / 46,47 / ergibt trotz Abweichungen der Absolutwerte eine gute Übereinstimmung der charakteristischen Merkmale, insbesondere der Stufe von k zwischen 500 und 550 nm (Abb. 13). Die Angaben von EHRENREICH und PHILIPP / 6 / liefern insofern keine neuen Informationen, als sie oberhalb 3 eV $\hat{=}$ 0,4 μm auf den optischen Konstanten und den Reflexionsdaten von SCHULZ / 46, 47 / basieren. Anscheinend hat aber der Anschluß an die Meßwerte von SCHULZ zu einer Glättung der Spektren zwischen 300 und 500 nm geführt, so daß der von EHRENREICH und PHILIPP angegebenen Reflexionskurve in diesem Bereich keine Struktur mehr zu entnehmen ist. Entsprechend gilt das für die optischen Konstanten, doch muß berücksichtigt werden, daß sich die Untersuchungen von EHRENREICH und PHILIPP vornehmlich auf den Vakuum-UV-Bereich bis herab zu 50 nm konzentrierten und das Gebiet oberhalb 300 nm für sie nicht von Interesse war.

Wie schon bei den Reflexionsspektren, so soll auch hinsichtlich der optischen Konstanten nicht der Anspruch erhoben werden, daß es sich hierbei um Daten höchster Präzision handelt. Zweifellos sind die Ergebnisse von CANFIELD, HASS und HUNTER / 2 / für Gold im Vakuum-UV wertvoller, soweit es um die Eigenschaften des reinen Materials geht und auf die Oberflächenbehandlung der Proben sehr viel Sorgfalt verwendet werden muß. Im Hinblick auf das eigent-

liche Anliegen dieser Arbeit, das X-Punkt-Problem, können jedoch Bedenken bezüglich der Präparation zurückgestellt werden, da es hier weniger auf die Absolutwerte der betrachteten optischen Größen sondern vielmehr auf deren spektrale Struktur ankommt. Einen ähnlichen Standpunkt vertreten JOOS und KLOPFER / 16 / sowie EHRENREICH und PHILIPP / 6 /, und die gute Übereinstimmung der ϱ_t/ϱ_0 -Kurven mit den Meßergebnissen von OTTER / 32,33 / bestätigt die Auffassung, daß insbesondere die Temperatureffekte von der Präparation des Probenmaterials nicht entscheidend beeinflußt werden. Wenn also - wie auch bei EHRENREICH und PHILIPP - bei der Beurteilung der Absolutwerte eine gewisse Vorsicht geboten erscheint, so liefern doch die hier ermittelten Werte ψ , n, k wesentliche Informationen.

Da die Reflexionsspektren von Gold und Kupfer Strukturen zeigten (Abb. 7), war bei den optischen Konstanten ein ähnliches Verhalten zu erwarten. Während bei Gold deutliche Maxima und Minima von $\varrho(\lambda)$, ψ , n und k auftreten, sind diese bei Kupfer nicht so stark ausgeprägt. Ein direkter Zusammenhang zwischen dem Verlauf der optischen Konstanten und der Lage der X-Punkte ist nicht erkennbar, doch scheinen die Extrema der Phasenverschiebung ψ einen solchen zu liefern. Vergleicht man die Lage der Maxima und Minima von ψ mit den Wellenlängen λ_x , so findet man, daß die X-Punkte praktisch mit einem Extremum von ψ zusammenfallen. (Vgl. Tabelle 3, S.42). Soweit hier noch Abweichungen vorkommen, lassen sich diese durch die Unsicherheit der experimentellen X-Punkt-Bestimmung erklären. Das gilt selbst für die im Meßbereich liegenden Extrema bei 340 nm (Minimum für Gold, Maximum für Kupfer), bei denen keine X-Punkte gemessen wurden. Hier lag die Meßunsicherheit bei $\pm$ 3 % und die Grenzen des Meßbereichs der verwendeten Apparatur waren fast erreicht, so daß eine sichere experimentel-

Tabelle 3

Vergleich der Extrema von ψ mit den Wellenlängen λ_x (nm)

Gold			Kupfer		
	Extrema von ψ	X-Punkte bei λ_x		Extrema von ψ	X-Punkte bei λ_x
Max.	505	505	Max.	575	570
Min.	426	430	Min.	500	510
Max.	380	380	Max.	450	455
Min.	340	---	Min.	370	380
Max.	205	---	Max.	340	---
			Min.	265	---
			Max.	190	---

le X-Punkt-Bestimmung hier nicht möglich war. Nach dem Verlauf der Reflexionsspektren bei Zimmertemperatur (Abb. 7) und der bei steigender Temperatur allgemein zu beobachtenden Glättungstendenz (vgl. S.26 , oben), sind an diesen Stellen jedoch ebenfalls X-Punkte zu erwarten. Für Wellenlängen unterhalb 300 nm liegen Messungen der Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades von Gold und Kupfer bisher nicht vor. Es ist aber kaum daran zu zweifeln, daß eine Glättung der Reflexionsspektren bei hohen Temperaturen auch im Vakuum-UV auftritt, und daß mit weiteren X-Punkten zu rechnen ist, die aller Wahrscheinlichkeit nach in der Nähe der Extrema von ψ - also bei 205 nm für Gold, bei 265 und 190 nm für Kupfer - liegen werden.

3.4 Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten und der Phasenverschiebung

In gleicher Weise wie sich die Phasenverschiebung ψ aus den Reflexionsspektren berechnen ließ wurde die Änderung der Phasenverschiebung mit der Temperatur aus den ϱ_t/ϱ_0 - Kurven für Gold und Kupfer (Abb. 5) berechnet. Daß dies ohne weiteres möglich ist, ergibt sich unmittelbar aus Gleichung (3,7) und der Überführung des Quotienten ϱ_t/ϱ_0 in eine Differenz der Logarithmen. Mit den Grenzen λ_1 = 300 nm und λ_2 = 900 nm wurden zunächst die Ausdrücke berechnet

$$\psi_1(t) - \psi_1(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d(\ln \varrho_t/\varrho_0)}{d\lambda} \cdot \ln \left| \frac{\lambda_0+\lambda}{\lambda_0-\lambda} \right| d\lambda$$

Hierin bedeutet $\psi_1(t)$ das Teilintegral für 850 °C und $\psi_1(0)$ dasjenige für Zimmertemperatur. Da der Integrationsbereich relativ klein war, mußte auch hier ein Anschluß an experimentelle Daten erfolgen. Hierzu wurde die erste Näherung (3,15) benutzt, wobei der Koeffizientenberechnung die Meßwerte von OTTER / 32,33 / bei 540 und 560 nm (Mittelwert) zugrunde gelegt wurden. Und zwar fanden hierbei nicht die Absolutwerte von OTTER Verwendung sondern ebenfalls nur die Differenzen $\psi(t) - \psi(0)$. Die berechneten Differenzen zu den für Zimmertemperatur gefundenen Werten addiert, ergaben dann die Phasenverschiebung $\psi(t)$ bei 850 °C. Wegen der größeren Unsicherheit von ϱ_t/ϱ_0 bei kleinen Wellenlängen wurden die Berechnungen nur bis herab zu 300 nm durchgeführt. Der Verlauf der ϱ_t/ϱ_0 -Kurven mit ihrem mehrmaligen Vorzeichenwechsel der Logaritnmen ließ erwarten, daß auch die Differenzen $\psi(t) - \psi(0)$ teils positiv, teils negativ sein würden. Das ist tatsächlich der Fall, und als Folge davon treten sowohl bei der Phasenverschiebung ψ als auch bei den optischen Konstanten Schnittpunkte der zu verschiedenen

Temperaturen gehörigen Spektralkurven auf. In Analogie zu der Bezeichnung bei den Reflexionsspektren könnte man auch hier von X-Punkten sprechen, womit aber für eine Lösung des vorliegenden Problems nichts gewonnen wäre.

Abb. 14 zeigt die optischen Konstanten von Gold bei 20 °C

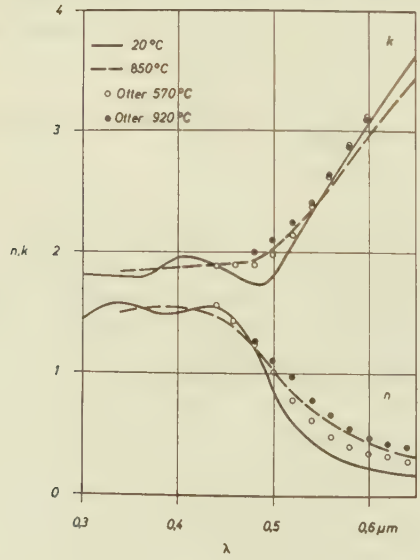

Abb. 14 : Optische Konstanten von Gold bei verschiedenen Temperaturen. Aus den Meßergebnissen berechnet: Kurven. Vergleichswerte: OTTER / 32,33 /.

und bei 850 °C und zum Vergleich die Meßergebnisse von OTTER bei 570 und bei 920 °C. Der Vergleich mit OTTERs Ergebnissen bei Zimmertemperatur wurde bereits durchge-

führt (Abb. 11) und braucht hier nicht wiederholt zu werden. Die Übereinstimmung ist wiederum gut, wobei zu berücksichtigen ist, daß die k-Werte OTTERs auch bei Zimmertemperatur etwas höher liegen als die hier berechneten.

Das Temperaturverhalten der Phasenverschiebung ψ ist in Abb. 15 für Gold dargestellt. Wie sich zeigt, bleiben die

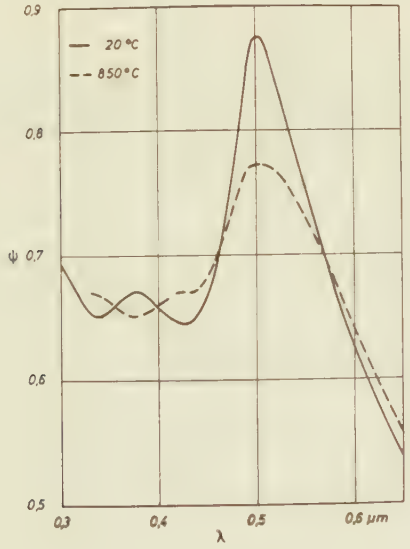

Abb. 15 : Phasenverschiebung ψ für Gold bei verschiedenen Temperaturen.

bei Zimmertemperatur vorhandenen Extrema bei höheren Temperaturen praktisch erhalten, wenn auch das Maximum bei 380 nm nun zum Minimum und das bisherige Minimum bei 430 nm

zum Wendepunkt wird. Darin ist eine Bestätigung des vermuteten Zusammenhanges der X-Punkte mit den Extrema der Phasenverschiebung zu sehen.

Um diesen Zusammenhang in eine mathematische zu bringen, hat man von den Definitionen der X-Punkte und der Extrema von ψ auszugehen. Zunächst erhält man aus

$$\varrho(\lambda) = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \qquad (3,19)$$

durch partielle Differentiation nach der Temperatur T und Nullsetzen entsprechend der Definition der X-Punkte

$$\frac{\partial \varrho(\lambda)}{\partial T} = 0 \qquad \text{für } \lambda = \lambda_x$$

die Beziehung

$$(1 + k^2 - n^2)\frac{\partial n}{\partial T} = 2nk \frac{\partial k}{\partial T}\bigg|_{\lambda=\lambda_x} \qquad (3,20)$$

Andererseits erhält man für die Extrema von ψ durch partielle Differentiation von

$$\psi = \operatorname{arc\,tg} \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1} \qquad (3,21)$$

nach der Wellenlänge λ und Nullsetzen

$$(1 + k^2 - n^2)\frac{\partial k}{\partial \lambda} = -2nk \frac{\partial n}{\partial \lambda} \qquad (3,22)$$

wobei diese Beziehung nach dem experimentellen Befund ebenfalls für die Wellenlänge λ_x erfüllt sein sollte. Damit folgt aus den Gleichungen (3,20) und (3,22), daß an den X-Punkten - solange $1 + k^2 - n^2 > 0$ ist - $\partial n/\partial T$ und $\partial k/\partial T$ stets gleiches, $\partial n/\partial \lambda$ und $\partial k/\partial \lambda$ aber entgegengesetztes Vorzeichen haben. Die qualitative Erfüllung dieser Bedingung im Rahmen der Meßgenauigkeit geht aus Abb. 14 hervor. Aber auch die allgemeinere Formulierung

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} = - \frac{\partial k}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial k}{\partial T} \quad \text{für } \lambda = \lambda_x \qquad (3,23)$$

die eine quantitative Prüfung ermöglicht, ist bei Gold mit hinreichender Genauigkeit erfüllt. Für den langwelligen X-Punkt bei 505 nm beispielsweise stimmen die rechte und die linke Seite von (3,23) auf 2 % überein.

Bei Kupfer erwiesen sich die Berechnungen wegen des geringeren Temperatureffektes (S.19) als nicht so erfolgreich. Aus diesem Grunde wurde auch auf eine Darstellung der Ergebnisse verzichtet. Zwar erhält man bis herab zu etwa 450 nm hinsichtlich der Phasenverschiebung das gleiche Verhalten wie bei Gold, doch ist bei kürzeren Wellenlängen ein sicheres Ergebnis ohne genauere Kenntnis des Vakuum-UV-Bereichs nicht zu erreichen. Für das langwellige Maximum (575 nm) steht jedoch eindeutig fest, daß mit steigender Temperatur eine Verbreiterung der Flanken und eine Erniedrigung des Maximalwertes auftritt, die Lage dieses Maximums der Phasenverschiebung aber erhalten bleibt.

3.5 Die Dielektrizitätskonstanten und die Verlustfunktion

Weitere Größen, die in der Metalloptik besonders interessieren, sind die Dielektrizitätskonstanten $n^2 - k^2$ und

2nk, die für Gold in Abb. 16, für Kupfer in Abb. 17 dar-

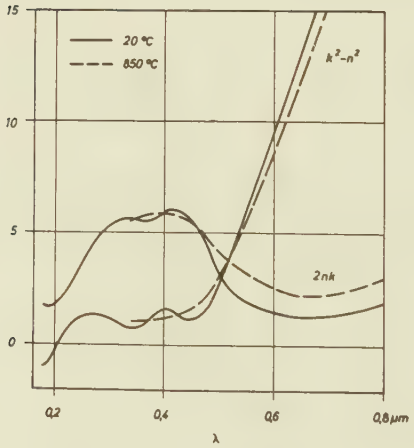

Abb. 16 : Dielektrizitätskonstanten von Gold bei verschiedenen Temperaturen.

Abb. 17 : Dielektrizitätskonstanten von Kupfer bei Zimmertemperatur.

gestellt sind. Diese Größen werden in der Dispersionstheorie und der Theorie von DRUDE bevorzugt behandelt, und ebenso ist das bei der Theorie von ROBERTS und der quantentheoretischen Darstellung von EHRENREICH und PHILIPP der Fall, wenn hier auch die komplexe Form nicht aufgelöst ist. Daß die DRUDEsche Theorie in dem untersuchten Spektralbereich nicht zutrifft, geht aus den Abbildungen 16 und 17 unter Berücksichtigung der in Tabelle 2 (S. 10 und 11) gegebenen Formulierungen hervor. Insbesondere müßte 2nk nach DRUDE mit wachsender Wellenlänge zunehmen, was hier ersichtlich nicht der Fall ist.

Eine Zerlegung der Dielektrizitätskonstanten in zwei Anteile, die den freien und den gebundenen Elektronen zugeordnet werden, ist von JOOS und KLOPFER / 16 / sowie von EHRENREICH und PHILIPP / 6 / demonstriert worden. In ähnlicher Weise wurde das Zustandekommen der beobachteten Spektren von SCHLEY, TINGWALDT und VERCH / 45 / gezeigt. Während JOOS und KLOPFER eine Zuordnung der Energiebänder in Anlehnung an die Terme des freien Atoms und eine Bestimmung der Grenzfrequenzen der Band-Band-Übergänge versuchen, stützen sich EHRENREICH und PHILIPP auf die von SEGALL / 48 / für Kupfer berechneten Bänderstrukturen. In beiden Fällen können die Ergebnisse dieser Zerlegung nicht vollständig befriedigen, was bei dem derzeitigen Stand der Theorie auch nicht anders zu erwarten ist. Insbesondere bereitet die Überlappung mehrerer Bänder, wie sie bei Gold und Kupfer vorzuliegen scheint, Schwierigkeiten, und so werden die Aussagen recht vorsichtig formuliert. JOOS und KLOPFER bezeichnen ihre Ergebnisse als "mögliche Zerlegung", und EHRENREICH und PHILIPP machen ähnliche Einschränkungen, die sich vorwiegend auf die unzureichende Genauigkeit der Berechnungen SEGALL's beziehen.

Weiterhin waren EHRENREICH und PHILIPP an einer Bestimmung der Plasmafrequenz ω_p interessiert, die jedoch nur im Gültigkeitsbereich der DRUDEschen Theorie auf einfache Weise möglich ist. Hierfür gilt in erster Näherung (vgl. Tabelle 2)

$$n^2 - k^2 = 0, \tag{5,24}$$

wobei diese Beziehung auf den Anteil der freien Elektronen [illegible] anzuwenden ist. Die erforderliche Abtrennung des von

den gebundenen Elektronen herrührenden Anteils stößt ebenfalls auf Schwierigkeiten, und die Bestimmung der Plasmafrequenz dürfte nicht sehr genau sein, weil die $n^2 - k^2$-Kurve in der Nähe der Nullstelle ziemlich flach verläuft (vgl. / 6 /, Fig. 9). Sicher ist jedoch, daß die Nullstellen für den Anteil der freien Elektronen allein bei kürzeren Wellenlängen liegen als diejenigen des zusammengesetzten Spektrums. In Anwendung auf die hier gefundenen Werte für Gold und Kupfer (Abb. 16 und 17) bedeutet das, daß die der Plasmafrequenz zugeordneten Wellenlängen λ_p auf jeden Fall kleiner sind als 200 nm. EHRENREICH und PHILIPP / 6 / finden in Übereinstimmung damit die Plasmafrequenz von Kupfer bei 9,3 eV $\hat{=}$ 130 nm, also weit außerhalb des hier untersuchten Spektralbereiches. Es kann daher als sicher gelten, daß zwischen den X-Punkten von Gold und Kupfer und den Plasmafrequenzen kein ursächlicher Zusammenhang besteht, womit auch eine Zurückführung des X-Punkt-Phänomens auf die Eigenschaften der freien Elektronen sehr unwahrscheinlich wird. Diese Feststellung lenkt die Aufmerksamkeit auf die gebundenen Elektronen, denen charakteristische Maxima im Absorptionsspektrum (Absorptionsstellen) zugeordnet sind. Die Ermittlung der Absorptionsstellen kann sowohl auf optischem Wege als auch mit Hilfe von Energieverlust-Experimenten erfolgen. Bei den letzteren, dem Beschuß dünner Metallfolien mit Elektronen, erhält man ein Absorptionsspektrum, das durch die Verlustfunktion (loss function)

$$\frac{2nk}{(n^2+k^2)^2} \qquad (3,25)$$

beschrieben wird / 9 /, deren Maxima mit den Stellen maximaler Absorption korrespondieren. Die Verknüpfung mit den optischen Konstanten ermöglicht die rechnerische Bestimmung der Verlustfunktionen, die in Abb. 18 für Gold und

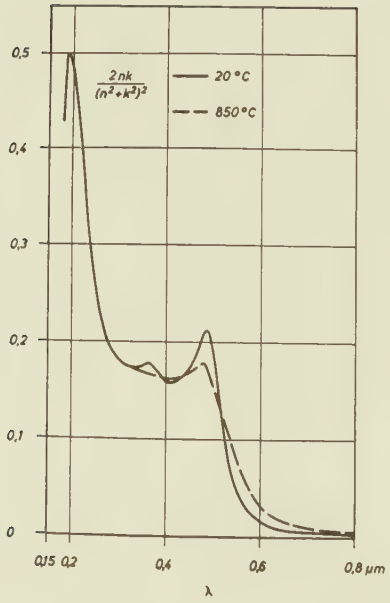

Abb. 18 : Verlustfunktion (loss function) für Gold bei verschiedenen Temperaturen.

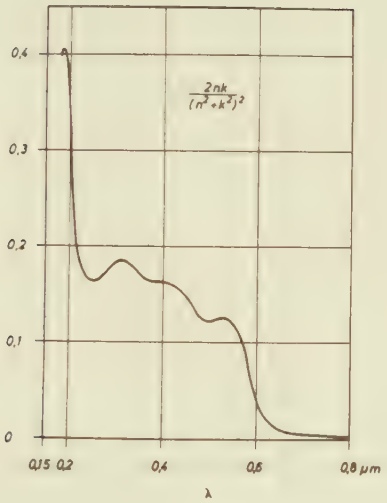

Abb. 19 : Verlustfunktion (loss function) für Kupfer bei Zimmertemperatur.

in Abb. 19 für Kupfer dargestellt sind. Einen Vergleich der Ergebnisse optischer Untersuchungen mit denen der Energieverlust-Experimente von ROBINS / 42 / an Gold und von POWELL / 34 / an Kupfer zeigen die Tabellen 4 und 5, wobei sich gute Übereinstimmung - auch der optischen Messungen untereinander - ergibt. Die freigelassenen Stellen liegen außerhalb der jeweiligen Meßbereiche.

Tabelle 4

Absorptionsstellen von Gold in eV

Energieverlust-Experimente ROBINS / 42 /	Optische Experimente	
	CANFIELD, HASS, HUNTER / 2 /	Diese Arbeit
32,6	32,6	---
25,8	25,8	---
16,0	16,3	---
6,3	6,7	6,5
---	---	3,3
---	---	2,6

Tabelle 5

Absorptionsstellen von Kupfer in eV

Energieverlust-Experimente POWELL / 34 /	Optische Experimente	
	EHRENREICH, PHILIPP / 6 /	Diese Arbeit
19,9	20,0	---
7,2	7,5	6,9
4,4	4,1	4,0
---	---	3,0
---	---	2,3

CANFIELD, HASS und HUNTER / 2 / haben sämtliche Maxima der Verlustfunktion, also auch die schwachen und stark verbreiterten, schlechthin als Absorptionsstellen interpretiert. EHRENREICH und PHILIPP / 6 / dagegen ziehen weitergehende Schlüsse, die jedoch nicht näher begründet werden. Berechnungen der Bänderstruktur von Kupfer sind von SEGALL / 48 / und in ausführlicherer Darstellung von BURDICK / 64 / veröffentlicht worden. Die experimentell gefundenen Absorptionsstellen bei 4,0 , 3,0 und 2,3 eV entsprechen demnach den theoretisch möglichen Übergängen bei 4,0 , 3,4 und 2,2 eV, während bei höheren Energien eine Zuordnung durch die große Zahl der Übergangsmöglichkeiten erschwert wird. BURDICK stützt sich bei dem Vergleich von Theorie und Experiment auf die Meßergebnisse von ROBERTS / 41 /, die aber wegen des großen Abstandes der bei diskreten Wellenlängen durchgeführten Messungen ein Absorptionsmaximum in der Nähe von 3 eV nicht erkennen lassen. Das hier erstmalig experimentell gefundene Absorptionsmaximum bei 3,0 eV ergibt jedoch eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie als der von BURDICK vermutete Zusammenhang des berechneten 3,4 eV - Überganges mit einem 2,5 eV - Maximum bei ROBERTS. Die Absorptionsstelle bei 2,3 eV ist offenbar dem errechneten Übergang bei 2,2 eV zuzuordnen. Über die Deutung dieses Überganges gehen aber die Meinungen der Theoretiker noch weit auseinander, und die nach verschiedenen Methoden berechneten Energiewerte weichen bis zu 0,5 eV voneinander ab; Unter Hinweis auf diese Diskrepanzen bemerkt BURDICK / 64 / mit ironischer Apostrophierung, daß es sich hier um "the 'well known' interband transition of copper" handelt. Für Gold sind Berechnungen der Bänderstruktur bisher nicht zugänglich, so daß ein Vergleich von Theorie und Experiment hier nicht möglich ist.

Außer den bereits von BURDICK diskutierten Meinungsver-

schiedenheiten bestehen auch Unklarheiten hinsichtlich der für die Absorptionseigenschaften maßgebenden optischen Größen. So gibt BURDICK nicht an, auf welche Größen er sich bezieht, wenn er ein experimentell bestimmtes Absorptionsmaximum erwähnt. ELLENREICH und PHILIPP / 6 / benutzen neben der Verlustfunktion auch die Größe $4\pi k/\lambda$ zum Vergleich mit der Theorie, während STERN / 49 / die Absorptionsstellen mit den Maxima der Phasenverschiebung identifiziert. Zwar scheinen Phasenverschiebung und Verlustfunktion bei Gold und Kupfer oberflächlich übereinzustimmen (Abb. 10, 12, 18, 19), wobei aber die Extrema gegeneinander verschoben sind, doch zeigt die in Abb. 20 für Kalium gegebene

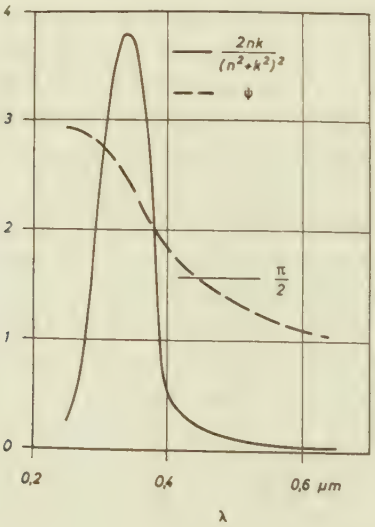

Abb. 20 : Phasenverschiebung ψ und Verlustfunktion für Kalium bei Zimmertemperatur.

Darstellung, daß dieses Verhalten nicht allgemein zutrifft. Bei Natrium hat die Verlustfunktion ein scharfes Maximum, während sich die Phasenverschiebung - wie bei einer gedämpften erzwungenen Schwingung - bei kleinen Wellenlängen asymptotisch dem Wert π zu nähern scheint, ohne daß aber dem Wert $\pi/2$ die bedeutungsvolle Eigenfrequenz zukommt. Das Maximum der Verlustfunktion bei 340 nm stimmt überein mit der "kritischen Wellenlänge" (Plasmafrequenz), die entsprechend (3,24) durch $\varepsilon_1 = 0$ gekennzeichnet ist, und für die sich nach Abb. 9 innerhalb der Fehlergrenzen der gleiche Wert ergibt [1]. Mit dieser Übereinstimmung ist klargestellt, daß die Absorptionsstellen durch die Maxima der Verlustfunktion beschrieben werden.

Da ein Zusammenhang mit der Plasmafrequenz für die hier ermittelten Absorptionsstellen von Gold und Kupfer nicht in Frage kommt, sind diese als band-band-Übergänge zu deuten, deren Temperaturverhalten für das Zustandekommen der X-Punkte ursächlich ist. Jedem durch ein Maximum der Verlustfunktion gekennzeichneten Übergang mit der Wellenlänge λ_a sind zwei X-Punkte mit den Wellenlängen $\lambda_{x,1}$ und $\lambda_{x,2}$ zuzuordnen, wobei $\lambda_{x,1} > \lambda_a > \lambda_{x,2}$ ist. Eine Übersicht über die Absorptionsstellen und die zugehörigen X-Punkte gibt die Tabelle 6; die nicht direkt gemessenen, aber aus den Extrema der Phasenverschiebung zu erwartenden X-Punkte sind in Klammern gesetzt. Die nach den Messungen von ERENREICH und PHILIPP / 6 / sowie von GRAS / 12 / angegebenen Werte für Silber machen deutlich, daß auch in die-

---

1) Die Arbeit von MYSAK und LILLEY / 20 / über Natrium enthält insofern einen Widerspruch, als aus der dort angegebenen graphischen Darstellung ebenfalls der Wert $\lambda_c\ (= \lambda_p)_o = 340$ nm folgt, als Meßergebnis aber der Wert $\lambda_c = 2[illegible]$ A[illegible] liefert.

Tabelle 6

Absorptionsstellen und X-Punkte der Edelmetalle (λ in nm)

	λ_a	$\lambda_{x,1}$	$\lambda_{x,2}$
Gold	485 370 190	505 380 (205)	430 (340) ?
Kupfer	535 410 310 180	570 455 (340) (190)	510 380 (265) ?
Silber	326 / 6 /	340 / 12 /	310

sem Fall ein gleichartiges Verhalten vorliegt; und ebenso wie bei Gold und Kupfer ist die Absorptionsstelle von Silber bei λ_a = 326 nm nicht identisch mit der Plasmafrequenz, deren zugeordnete Wellenlänge λ_p = 134 nm beträgt / 6 /. Damit sind alle bisher bekannten X-Punkte der Edelmetall-Gruppe auf einen einheitlichen Mechanismus zurückgeführt, der in der Bänderstruktur und dem Verhalten der gebundenen Elektronen seine Erklärung findet.

4. Messung der optischen Konstanten von Wolfram

4.1 Zusammenhang mit dem X-Punkt-Problem

Der spektrale Emissionsgrad von Wolfram ist wegen der Bedeutung dieses Materials für die Herstellung von Glühlampen bereits häufig untersucht worden. Insbesondere bei der Verwendung von Wolframbandlampen als Normalstrahler oder

Sekundärnormale für wissenschaftliche Zwecke war die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrades von erheblichem Interesse. Der X-Punkt von Wolfram ist daher seit langem bekannt und durch mehrere Messungen gut gesichert, so daß er zum eigentlichen Ausgangspunkt der Hypothesen von PRICE / 35 - 39 / zu zählen ist. Wie aus der in Tabelle 7 gegebenen Übersicht hervorgeht, zeigen nur zwei von den bisherigen Messungen größere Abweichungen. Als beste Messung gilt derzeit diejenige von DE VOS / 56,57 / mit dem Wert $\lambda_x = 1{,}27 \mu m$.

Tabelle 7

X-Punkt von Wolfram, Meßergebnisse

Autoren	λ_x (μm)	Jahr	Literatur
WENIGER,PFUND	1,27	1917	/ 60 /
DAVISSON,WEEKS	1,28	1924	/ 3 /
FORSYTHE,WORTHING	1,3	1925	/ 8 /
ORNSTEIN	1,65	1936	/ 31 /
DE VOS	1,27	1953	/ 56,57 /
ROBERTS	1,13	1959	/ 40 /

Für die X-Punkte oberhalb 1 μm hat PRICE einen anderen Mechanismus vorausgesetzt als für die bei kürzeren Wellenlängen liegenden X-Punkte der Edelmetalle. Welcher Art dieser Mechanismus sein sollte wurde weder von PRICE erklärt, noch liegen bisher experimentelle Ergebnisse vor, die seine Auffassung bestätigen. Wie wenig dieses Problem seitdem vorangekommen ist, zeigt der erst kürzlich von KAUER / 17 / unternommene Versuch, den X-Punkt von Wolf-

ram mit der Plasmafrequenz der freien Elektronen zu identifizieren, der sich jedoch nicht auf Meßergebnisse stützt und daher ebenfalls als Hypothese zu werten ist.

Messungen der optischen Konstanten von Wolfram, von denen allein eine Lösung des X-Punkt-Problems zu erwarten ist, sind bisher im ultraroten Spektralbereich bei verschiedenen Temperaturen nur von ROBERTS / 40 / durchgeführt worden. Sowohl die große Abweichung der Wellenlänge λ_x als auch die bis zu 20 % betragenden Abweichungen des spektralen Emissionsgrades gegenüber den aus der Literatur bekannten Werten / 20,21,56,57 / sind jedoch schwer verständlich, da Wolfram als Bandlampenmaterial in reiner und einheitlicher Form vorliegt / 51 / und die Präparationstechnik gut beherrscht wird. Da die Beschreibung der Versuchsanordnung sehr kurz gehalten ist, läßt sich die Ursache der Diskrepanzen nicht ermitteln. Das X-Punkt-Problem mußte aber im Falle von Wolfram trotz der von ROBERTS angebotenen Erklärung (vgl. S. 13) weiterhin ungelöst erscheinen.

Die nachstehend beschriebenen Messungen sollten eine Klärung herbeiführen, wobei das vornehmliche Ziel die Erfassung des Temperaturbereichs der Emissionsmessungen von DE VOS / 56,57 / war.

4.2 Die Meßmethode

Die Messung der optischen Konstanten bereitet bei hohen Temperaturen wegen der dabei auftretenden Verformung der Oberflächen Schwierigkeiten. Das gilt vor allem für Messungen in Reflexion, bei denen zusätzlich die Gefahr besteht, daß die Meßergebnisse durch die Eigenstrahlung der Proben verfälscht werden. Aus diesen Gründen sind von verschiedenen Autoren Methoden angegeben worden, die eine Bestimmung der optischen Konstanten aus den Strahlungseigen-

schaften der Metalle ermöglichen. Die hier verwendete Meßmethode, die bereits vom Verfasser in Gemeinschaftsarbeit mit TINGWALDT, SCHLEY und TAKATA / 51 / im sichtbaren Spektralbereich erprobt wurde, ist die älteste dieser Art und geht auf v. LAUE und MARTENS / 22 / zurück. Im wesentlichen kommt es hierbei auf eine Messung des Verhältnisses der polarisierten Strahlungskomponenten an, die durch die Emissionsgrade ε_s und ε_p beschrieben werden. Die Indizes s (senkrecht) und p (parallel) bezeichnen die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors bezogen auf die Emissionsebene.

Für die Abhängigkeit des Quotienten $\varepsilon_s / \varepsilon_p$ vom Emissionswinkel φ erhält man aus den FRESNELschen Formeln unter Anwendung des KIRCHHOFFschen Satzes die Darstellung

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_p} = \cos^2\varphi + \sin^2\varphi \, \frac{2\cos\varphi\sqrt{\frac{n^2-k^2-\sin^2\varphi}{2} + \sqrt{\left(\frac{n^2-k^2-\sin^2\varphi}{2}\right)^2 + n^2k^2}} - \cos^2\varphi}{2\sqrt{\left(\frac{n^2-k^2-\sin^2\varphi}{2}\right)^2 + n^2k^2} + \sin^2\varphi} \qquad (4,1)$$

Bei der Ableitung dieser Gleichung wurde von der für strahlungsundurchlässige Medien allgemein gültigen Beziehung

$$\varrho(\lambda) + \alpha(\lambda) = 1 \qquad (4,2)$$

($\alpha(\lambda)$ = spektraler Absorptionsgrad) und dem KIRCHHOFFschen Satz in der Form

$$\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \qquad (4,3)$$

Gebrauch gemacht. Bei ebenen Spiegeln - und in guter Näherung bei Metallen - müssen diese Beziehungen (4,2 ; 4,3) wegen der Gleichheit von Einfallswinkel und Ausfallswinkel für jeden Winkel φ und jede Polarisationsrichtung einzeln gelten. Damit können die Emissionsgrade ε_s und ε_p durch die Reflexionsgrade ϱ_s und ϱ_p nach

$$\varepsilon_s = 1 - \varrho_s$$

$$\varepsilon_p = 1 - \varrho_p \qquad (4,4)$$

ausgedrückt werden, und die von FRESNEL für die Verhältnisse bei der Reflexion abgeleiteten Formeln lassen sich bei entsprechender Umformung auch für den Fall der Emission anwenden.

In anderer Weise sind v. KEUSSLER und MANOGG / 18 / sowie DOLD / 4 / von der als schwarz angenommenen Strahlung im Innern des Metalls ausgegangen. An der inneren Grenzfläche wird ein Teil dieser Strahlung - wiederum ins Innere - reflektiert, während der durchgelassene Anteil für den äußeren Beobachter als Emissionsstrahlung in Erscheinung tritt. Unter Berücksichtigung des elektrischen und des magnetischen Vektors und der zwischen beiden bestehenden Phasendifferenz werden von (4,1) abweichende Ergebnisse erhalten. Das Vorhandensein schwarzer Strahlung darf jedoch für die optisch wirksamen Oberflächenschichten, in denen sich die für die austretende Strahlung ursächlichen Emissionsakte abspielen, bezweifelt werden. Ebenso bleibt die angenommene Existenz ebener Wellen im Innern stark absorbierender Medien unverständlich. Da im übrigen die Unterschiede gering sind, wurde zur Berechnung der optischen Konstanten aus den Meßgrößen die Darstellung (4,1) bevorzugt, bei der

auf Annahmen über die Vorgänge im Innern des Metalls verzichtet werden kann.

V. LAUE und MATTES / 10 / und in verbesserter Form GOLDHAMMER / 11 / haben aus der exakten Darstellung Näherungslösungen mit beschränktem Gültigkeitsbereich abgeleitet, von denen hier jedoch nicht Gebrauch gemacht wird. Als übersichtliches und praktisch fehlerloses Auswertungsverfahren wurde aus (4,1) die Geradendarstellung entwickelt

$$n^2 + k^2 - 2nx = y + \Delta y \tag{4,5}$$

mit

$$x = \frac{\sin^2\varphi \cos\varphi}{\varepsilon_s/\varepsilon_p - \cos^2\varphi} \tag{4,6}$$

$$y = -\frac{\sin^2\varphi \cos 2\varphi}{\varepsilon_s/\varepsilon_p - \cos^2\varphi} - 2\sin^2\varphi \tag{4,7}$$

und

$$\Delta y = \frac{\sin^2\varphi}{n^2 + k^2 + \sin^2\varphi}\,(2n^2 - nx) \tag{4,8}$$

Die Rechengrößen x und y erhalten sich durch elementare Umrechnung unmittelbar aus den Meßgrößen φ und $\varepsilon_s/\varepsilon_p$, wäh-

rend das Korrekturglied Δy zunächst gleich Null gesetzt wird, wodurch man erste Näherungswerte n, k für das folgende Iterationsverfahren gewinnt. Die Darstellungen (4,5) und (4,8) weichen von den früher gegebenen / 51 / insofern ab, als dort noch zwei Korrekturglieder verwendet wurden. Die Verwendung nur eines Korrekturgliedes reduziert jedoch den bei der Ausgleichsrechnung erforderlichen Rechenaufwand, da bei jedem Schritt der Iteration nur die beiden Summen $[\Delta y]$ und $[x \Delta y]$ neu berechnet werden müssen. Die Rechnung wurde abgebrochen, wenn die Abweichungen der neu berechneten Werte $n^2 + k^2$ und n von den vorhergehenden kleiner waren als 0,1 %. Das Rechenverfahren läßt sich durch exakte Darstellung des Korrekturgliedes Δy völlig fehlerlos machen. Des geringeren Rechenaufwandes wegen wurde hier die Näherung (4,8) benutzt, womit bei den vorliegenden n-k-Werten eine Rechengenauigkeit besser als 0,1 % gewährleistet war.

Aus den Meßwerten wurden zunächst die Rechengrößen x und y berechnet, die mit $\Delta y = 0$ die erste Gerade ergaben (Abb. 21). Die hieraus berechneten optischen Konstanten in das Korrekturglied (4,8) eingesetzt lieferten die zweite Gerade und verbesserte n-k-Werte. Die Fortsetzung des Verfahrens ergab eine hier nicht mehr dargestellte dritte Gerade mit wiederum verbesserten Werten der optischen Konstanten. Die Berechnung der Zahlenwerte erfolgte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

Für die Wahl der Meßmethode war deren besondere Eignung für Messungen bei hohen Temperaturen maßgebend. Wenn die Eigenstrahlung der Proben sehr groß wird, sind Reflexionsmessungen nicht mehr mit hinreichender Genauigkeit durchführbar. Selbst die Verwendung von moduliertem Licht hat ihre Grenzen, da der Gleichlichtanteil, auch wenn er nicht zur Anzeige gelangt, eine Verschiebung der Empfindlichkeitskurve des Empfängers bewirkt, wodurch die Linearität der Anzeige nicht mehr gewährleistet ist.

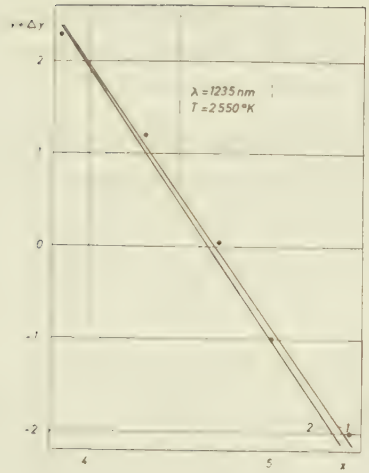

Abb. 21 : Beispiel zur Berechnung der optischen Konstanten nach (4,5). Erläuterung im Text.

Bei anderen Emissions-Meßmethoden / 63,27 / wird das Verhältnis der Strahlung unter dem Emissionswinkel φ zur Strahlung in Richtung der Flächennormalen ($\varphi = 0$) gemessen. Bei der auch hier notwendigen Abbildung stimmen jedoch Bildebene und Spaltebene wegen der Schrägstellung der Probe nicht überein, so daß dieses Verhältnis auf Grund der hinter dem Spalt auftretenden Halbschattenzone um den Faktor f zu groß bestimmt wird. Ist γ der halbe Öffnungswinkel des abbildenden Systems, so liefert eine Behandlung dieses Abbildungsfehlers als ebenes Problem in erster Näherung die Beziehung

$$f = 1 + \frac{1}{3} \, tg^2\gamma \, tg^2\varphi \qquad (4,9)$$

die durch eigene Messungen qualitativ bestätigt werden konnte. Als Folge dieses Fehlers, der in der Literatur bisher noch nicht berücksichtigt worden ist, werden auch zu große Werte der optischen Konstanten erhalten. Bei dem hier verwendeten Verfahren dagegen fällt der Faktor f bei der Quotientenbildung $\varepsilon_s / \varepsilon_p$ heraus, und daher ist eine höhere Genauigkeit als von den übrigen Methoden zu erwarten.

Das stark vereinfachte Schema der Versuchsanordnung ist in Abb. 22 dargestellt, wobei insbesondere auf die Wiedergabe der Justiereinrichtung verzichtet wurde. Als Objekt fand

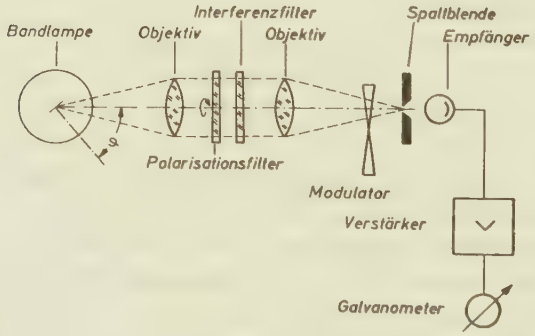

Abb. 22 : Versuchsanordnung zur Bestimmung der optischen Konstanten aus der polarisierten Eigenstrahlung.

die schon früher bei den Messungen im Sichtbaren benutzte Wolfram-Bandlampe Verwendung / 51 /, die auf einem Drehtisch angeordnet war. Über Linsen, Polarisationsfilter und

Interferenzfilter erfolgte eine 1 : 1 - Abbildung auf einen 0,1 x 1 mm^2 großen Spalt; als Empfänger diente ein PbS-Photoleiter. Zur Linearitätsprüfung wurde bei festem Emissionswinkel φ die Anzeige bei verschiedenen Stellungen des Polarisators (UR-Polarisationsfolie) gemessen, wobei sich die theoretisch zu erwartende Abhängigkeit $U = U_s \sin^2\alpha + U_p \cos^2\alpha$ ergab. Die Spannungen U_s und U_p sind daner den Emissionsgraden ε_s und ε_p direkt proportional und entsprechen den Maxima und Minima der angezeigten Spannung U, woraus sich die sehr einfache Justierung des Polarisators ergibt. Löschversuche mit zwei gekreuzten Polarisatoren ergaben eine Restdurchlässigkeit von etwa 2.10^{-4} (Parallelstellung = 1), womit den erforderlichen Genauigkeitsansprüchen genügt wurde.

Ebenso wie im Sichtbaren / 51 / wurden die Messungen im Ultrarot nur bei Winkelstellungen der Grundlampe zwischen 0 und 90^o vorgenommen. Bei Winkeln zwischen 0 und -90^o gelangte vom Glaskolben und der Probe reflektiertes Licht in gewissen Winkelbereichen zusätzlich in den Strahlengang. Die hierdurch verursachte Zusatzpolarisation, die sich auch quantitativ messen ließ, trat in der x-y-Darstellung (4,5) als auffallende Abweichung in Erscheinung. Die zur Auswertung gewählte Gerätenform hat zur Feststellung dieser Unsymmetrie wesentlich beigetragen.

Anders als im Sichtbaren konnte im Ultrarot nur eine Grobjustierung visuell durchgeführt werden. Zur Nullpunktbestimmung waren dagegen sorgfältige Messungen in der näheren Umgebung des Nullpunktes erforderlich, dessen genaue Lage hieraus rechnerisch ermittelt werden mußte. Im allgemeinen waren an den grob eingestellten Winkeln nachträglich Korrekturen zwischen 0 und $0,5^o$ anzubringen. Als Apparatefehler berücksichtigt wurden ferner die geringen Abweichungen der gemessenen U_s / U_p - Werte vom theoretischen Wert 1

beim Emissionswinkel $\varphi = 0^{\circ}$.

4.3 Meßergebnisse

Die Messungen im Ultrarot wurden bei den Wellenlängen 852, 1010, 1235, 1692 und 2009 nm bei den Temperaturen 2150 und 2550 °K durchgeführt. Abb. 23 zeigt die aus den gemessenen

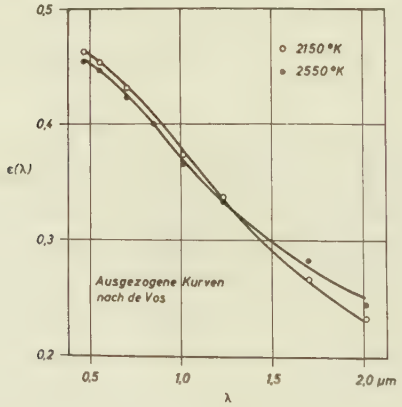

Abb. 23 : Emissionsgrad von Wolfram bei 2150 und 2550 °K, berechnet aus den gemessenen optischen Konstanten. Sichtbarer Bereich nach / 51 /; Vergleichswerte: DE VOS / 56,57 /.

optischen Konstanten berechneten Emissionsgrade im Vergleich mit den Ergebnissen der Emissionsmessungen von DE VOS / 56, 57 /. Bei den zum Teil mit eingetragenen Messungen im Sichtbaren wurde der geringe Temperaturunterschied (2520 / 51/ gegenüber 2550 °K) vernachlässigt. Durch die gute Überein-

stimmung mit den Ergebnissen von DE VOS ist zunächst gewährleistet, daß es sich in beiden Fällen um vergleichbares Material handelt. Insbesondere wird der λ-Punkt an gleicher Stelle - $\lambda_x = 1{,}27\,\mu m$ - gefunden.

Die gemessenen optischen Konstanten sind in Abb. 24 darge-

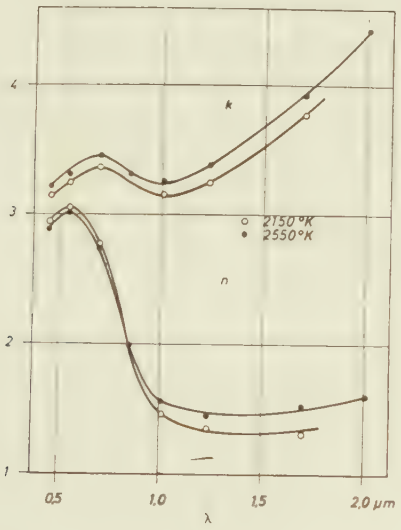

Abb. 24 : Optische Konstanten von Wolfram bei 2150 und 2550 °K (Meßergebnisse). Sichtbarer Bereich nach / 51 /.

stellt, ebenfalls ergänzt durch die Messungen im Sichtbaren / 51 /. Hierbei ergibt sich ein ähnlicher Verlauf wie bei den langwelligen λ-Punkten von Gold und Kupfer und ein analoges Temperaturverhalten. Die aus der Streuung der Ein-

zelmessungen der ausgleichenden x-y-Geraden berechneten Fehler betragen

für	$\varepsilon(\lambda)$	1 ... 2 %
für	k	1 ... 2 %
für	n	5 ...10 %.

Die Meßergebnisse von ROBERTS / 40 / sind für einen Vergleich nicht geeignet, da bereits große Abweichungen hinsichtlich des Emissionsgrades bestehen und auch der dort mit λ_x = 1,13 µm angegebene λ-Punkt keine gute Übereinstimmung mit dem hier und dem von DE VOS gefundenen Wert zeigt. Diese Diskrepanzen treten jedoch nur bei höheren Temperaturen auf, während die Messungen von ROBERTS bei Zimmertemperatur einen ähnlichen Steilabfall von n zeigen, wie er hier noch bei hohen Temperaturen zu erkennen ist.

Die Dielektrizitätskonstanten von Wolfram sind in den Abb. 25 und 26 angegeben. Da der Ausdruck $k^2 - n^2$ im gesamten

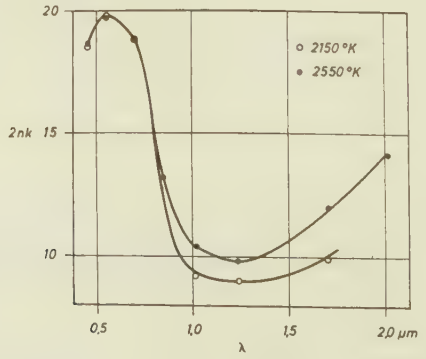

Abb. 25

Abb. 26

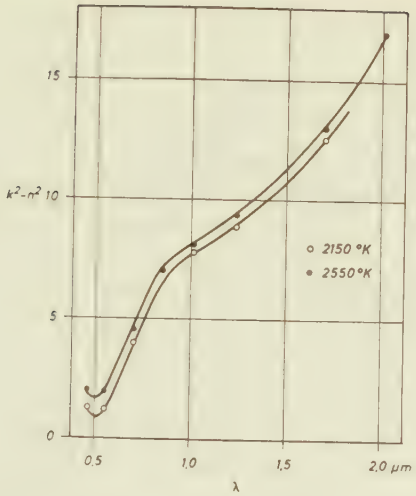

Abb. 25 und 26 : Dielektrizitätskonstanten von Wolfram bei 2150 und 2550 °K (meßergebnisse).

untersuchten Bereich größer als Null bleibt, wird die Plasmafrequenz-Bedingung (3,24) nicht erfüllt. Der von KAUER / 17 / vermutete Zusammenhang des X-Punktes von Wolfram mit der Plasmafrequenz der Leitfähigkeits-Elektronen kann daher ausgeschlossen werden. Daß die DRUDEsche Theorie ebenso wie bei den Edelmetallen im Bereich des X-Punktes nicht mehr zutrifft, ergibt sich aus der Abnahme von n_k mit wachsender Wellenlänge (Abb. 26).

Weitere Analogien zu den Edelmetallen ergeben sich aus dem Verhalten der Phasenverschiebung und der Verlustfunktion (Abb. 27). Das Maximum der Phasenverschiebung ist selbst bei diesen hohen Temperaturen noch deutlich ausgeprägt und liegt in unmittelbarer Nähe des X-Punktes. Unter Berücksichtigung der Meßunsicherheit wird damit der Zusammenhang der Extrema der Phasenverschiebung mit den Wellenlängen λ_x auch für Wolfram bestätigt. Ein Maximum der Verlustfunktion bei etwa 1 μm ist somit nicht schwach ausgeprägt. Es kann da-

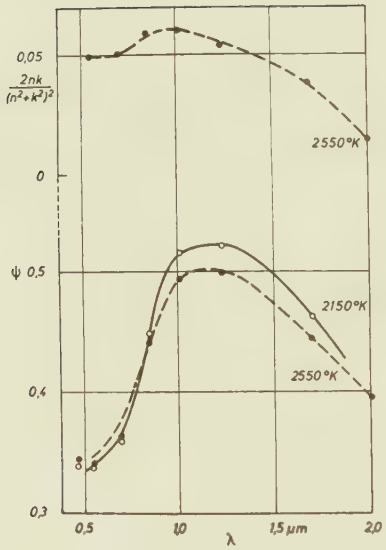

Abb. 27 : Phasenverschiebung Ψ und Verlustfunktion für Wolfram, berechnet aus den gemessenen optischen Konstanten.

her kein Zweifel daran bestehen, daß der K-Punkt von Wolfram in ursächlichem Zusammenhang mit einem Band-Band-Übergang steht, womit zugleich gezeigt ist, daß bei allen hier untersuchten K-Punkten ein gleichartiger Mechanismus vorliegt.

5. Diskussion und Deutung der Meßergebnisse

Über die bereits im einzelnen beschriebenen Messungen hinaus wurden im Rahmne dieser Arbeit auch die Untersuchungen an Platin fortgesetzt. In Erweiterung der früher getroffenen Feststellungen (vgl. S.4) konnte dabei auch bis herab zu 300 nm kein X-Punkt gefunden werden. Da die X-Punkte von Gold und Kupfer zum Teil im UV liegen und weitere im Vakuum-UV zu erwarten sind, ist aber nicht auszuschließen, daß Platin unterhalb 300 nm X-Punkte besitzt. Der negative Nachweis ist naturgemäß viel schwieriger zu führen als der positive, und deshalb ist Platin bisher das einzige Metall, bei dem das Nichtvorhandensein eines X-Punktes für einen derart großen Spektralbereich von 300 bis 20 000 nm mit Sicherheit feststeht.

In Verbindung mit dem überraschenden Ergebnis der Messungen an Gold und Kupfer, die offenbar eine ganze Reihe von X-Punkten besitzen, läßt sich damit feststellen:

1. Es gibt Metalle, bei denen der X-Punkt entgegen früheren Annahmen keine Einzelerscheinung ist.

2. Während die X-Punkte im UR und im Sichtbaren vermutet wurden, sind sie auch im UV und im Vakuum-UV vorhanden.

3. Es muß damit gerechnet werden, daß es Metalle gibt, die keinen X-Punkt besitzen.

Von den bisher aus der Literatur bekannten Deutungsversuchen konnten auf Grund der Untersuchungsergebnisse einige ausgeschieden werden. Allen diesen Hypothesen war gemeinsam, daß sie bei jedem Metall nur einen X-Punkt voraussetzen und das Auftreten mehrerer X-Punkte nicht erklären können. Insbesondere wurde gezeigt, daß die DRUDEsche Theorie im Bereich der

X-Punkte nicht zutrifft, und daß die X-Punkte nicht im Zusammenhang mit der Plasmafrequenz der Leitfähigkeitselektronen stehen. Ferner hat sich die Annahme mehrerer Arten von Leitfähigkeitselektronen / 40 /, die sich physikalisch verschieden verhalten, als unzutreffend erwiesen.

Während sich eine weitere Diskussion hinsichtlich der Theorie von DRUDE und der Plasmafrequenz-Hypothese / 17 / erübrigt, sind einige zusätzliche Bemerkungen zu der Theorie von ROBERTS (vgl. Tab. 2, S.11) nicht unangebracht. Hier liegt nämlich der Fall vor, daß der sehr flexible Formelapparat durchaus in der Lage ist, die Meßergebnisse - unter Verwendung von mehr als zehn Parametern - richtig zu beschreiben. Die angegebenen Konstanten stehen aber in keinem erkennbaren Zusammenhang mit der spektralen Struktur der verschiedenen optischen Größen und sind daher wenig anschaulich. Trotzdem ließ sich die ROBERTSsche Hypothese auf Grund der anpassungsfähigen und verwickelten mathematischen Darstellung erst durch die hier durchgeführten experimentellen Untersuchungen widerlegen. Damit sind zugleich die Schwierigkeiten gekennzeichnet, die der Deutung metalloptischer Untersuchungsergebnisse entgegenstehen.

Der hier beschriebene Weg bezieht alle metalloptischen Größen in die Betrachtungen ein. Dabei hat sich gezeigt, daß sowohl der Phasenverschiebung als auch der Verlustfunktion im Bereich der Absorptionsbanden entscheidende Bedeutung zukommt, während von der Theorie bisher die Dielektrizitätskonstanten bevorzugt worden sind. Die ausführliche Behandlung der erstgenannten Größen hat auf Grund ihres hohen Aussagewertes die Zuordnung der X-Punkte zu bestimmten Absorptionsstellen ermöglicht und deren ursächliche Verknüpfung mit Band-Band-Übergängen aufgezeigt.

Die einfachste und anschaulichste Deutung des X-Punkt-Phänomens ist die, daß die Energiebänder mit steigender Tempera-

tur breiter werden, während ihr mittlerer Abstand konstant bleibt. Hierbei nimmt die Besetzungszahl und damit die Zahl der Übergänge in der Nähe der Schwerpunktswellenlänge ab, am langwelligen und kurzwelligen Ende dagegen zu, wodurch sich jeweils zwei K-Punkte ergeben können. Da sich den Band-Band-Übergängen die Absorption durch freie Elektronen überlagert, kommt es nicht zur Ausbildung eines K-Punktes, wenn der Temperatureffekt der letzteren überwiegt. Der anomale Skin-Effekt und die diffuse Elektronenreflexion spielen in dem vorliegenden Temperaturbereich keine Rolle, und für den theoretisch möglichen Einfluß der temperaturabhängigen Gitterkonstanten ergibt eine Abschätzung, daß dieser bei den untersuchten Metallen vernachlässigt werden kann.

Diese stark vereinfachte Darstellung wird durch die Betrachtung des Energieverlaufs E (k) in den einzelnen Bändern als Funktion des Wellenzahlvektors k präzisiert / 16 /. Nimmt man das untere Band als teilweise gefüllt bis zur FERMIschen Grenzenergie an und läßt nur Übergänge mit konstantem Wellenzahlvektor zu, so lassen sich zwei Fälle unterscheiden. Bei gleichsinnigem E (k) - Verlauf im unteren und oberen Band sind nur geringe Temperatureffekte zu erwarten. Starke Temperaturabhängigkeit wird dagegen bei gegensinnigem Energieverlauf auftreten, wobei eine Verbreiterung des Absorptionsgebietes nur an der langwelligen Seite zu beobachten ist. Der zuletzt genannte Fall, für den die Erhöhung der FERMI-Grenze mit steigender Temperatur maßgebend ist, scheint bei den langwelligen K-Punkten von Gold und Kupfer vorzuliegen.

Wenn die Absorptionsstellen sehr dicht beieinander liegen oder sich die Bänder teilweise überlappen, bereitet die Anwendung dieses Modells Schwierigkeiten. Da im übrigen [illegible] Energiebänder einzeln temperaturabhängig sein können, [illegible] sich [illegible] dreidimensionalen [illegible] Absorptionsmessungen [illegible],

lassen sich quantitative Aussagen kaum hieraus ableiten. Bei Wolfram ist es wegen der großen Breite des Absorptionsgebietes durchaus möglich, daß hieran eine größere Zahl eng benachbarter Bänder beteiligt ist, der Temperatureffekt (X-Punkt) aber nur bei dem langwelligsten Übergang beobachtet wird.

Die neuere Entwicklung ist um eine exakte Behandlung des Bändermodells auf quantentheoretischer Grundlage bemüht (vgl. Tab. 2, S. 11). Dabei haben die in älteren Theorien einfach erscheinenden Größen - wie z.B. die effektive Masse und die Oszillatorenstärke - eine wesentlich kompliziertere Gestalt angenommen, und der hieraus resultierende Formelapparat ist nicht leicht überschaubar. Zwar zeichnen sich bereits Erfolge ab, die zunächst auf die spektrale Struktur beschränkt sind, doch wird bei dem derzeitigen Stand nur qualitative Übereinstimmung von Theorie und Experiment erwartet / 64 /. Die hier vorgelegten experimentellen Ergebnisse können zum weiteren Ausbau der Theorie wesentlich beitragen, wobei insbesondere auf die Ermittlung bisher nicht bekannter Absorptionsstellen (Tab. 4 u. 5, S. 54 u. 55) und deren Temperatureigenschaften hinzuweisen ist.

6. Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die Untersuchung einer Emissionsanomalie reiner Metalle, die unter der Bezeichnung X-Punkt-Phänomen bekannt ist. Hierbei handelt es sich um die mit einem Vorzeichenwechsel des Temperaturkoeffizienten verbundene Temperaturunabhängigkeit des spektralen Emissions- bzw. Reflexionsgrades bei bestimmten Wellenlängen λ_x (X-Punkte). Über die Ursache dieser Erscheinung lagen verschiedene Hypothesen vor.

Zur Klärung der Frage, ob es Metalle mit mehreren X-Punkten gibt, wurde die Temperaturabhängigkeit des spektralen Reflexionsgrades von Gold und Kupfer im Spektralbereich von 300 bis 690 nm experimentell bestimmt. Durch Messungen mit einer eigens hierzu entwickelten Versuchsanordnung an je fünf Proben aus Walzgold und Elektrolytkupfer konnten bei Gold zwei, bei Kupfer drei bis vier nicht bekannte X-Punkte sichergestellt werden. Bei gleichartigen Messungen an Platin wurde dagegen bis herab zu 300 nm kein X-Punkt gefunden.

Absolutmessungen des spektralen Reflexionsgrades von Gold und Kupfer in der Ulbrichtschen Kugel zwischen 400 und 900 nm und Relativmessungen mit einem Zweistrahl-Spektrographen zwischen 250 und 900 nm dienten als Unterlagen für die rechnerische Bestimmung der optischen Konstanten unter Anwendung der Kramers-Kronig-Relation. Die Berücksichtigung der unbekannten Spektralbereiche erfolgte dabei durch ein hierzu entwickeltes Rechenverfahren, das im einzelnen beschrieben wird. Die Ergebnisse liefern zwischen den X-Punkten und den Extrema der bei der Reflexion auftretenden Phasenverschiebung einen Zusammenhang, der sich durch zwei partielle Differentialgleichungen ausdrücken läßt. Die Schlußfolgerungen führen zu dem überraschenden Ergebnis, daß die untersuchten Metalle offenbar eine größere Zahl von X-Punkten besitzen, von denen für Gold fünf und für Kupfer sieben angegeben werden.

Auf Grund des Vorhandenseins mehrerer X-Punkte mußten von den bisher vorliegenden Hypothesen diejenigen ausgeschieden werden, die bei jedem Metall lediglich einen X-Punkt erklären können. Bei den Edelmetallen - unter Einschluß des hier nicht untersuchten Silbers - lassen sich je zwei X-Punkte einer Absorptionsstelle zuordnen, die durch ein Maximum der Verlustfunktion gekennzeichnet ist. Diese Absorptionsstellen werden als Band-Band-Übergänge gedeutet, und die hier experimentell gefundenen Werte stimmen zahlenmäßig gut überein mit den für Kupfer vorliegenden theoretischen Berechnungen.

Weitere Untersuchungen betrafen die experimentelle Bestimmung der optischen Konstanten von Wolfram bei hohen Temperaturen in der näheren Umgebung des gut bekannten X-Punktes ($\lambda_x = 1{,}27\,\mu m$). Die Messungen wurden bei fünf Wellenlängen zwischen 850 und 2000 nm und Temperaturen von 2150 und 2550 ^{o}K in Emission durchgeführt. Zur Separation der optischen Konstanten aus dem verwickelten funktionalen Zusammenhang der Meßgrößen wurde ein übersichtliches Auswertungsverfahren entwickelt. Die Meßergebnisse lieferten eine Bestätigung des X-Punktes, eine hinreichend gute Übereinstimmung des X-Punktes mit einem Maximum der Phasenverschiebung und eine sogar bei diesen Temperaturen noch erkennbare Absorptionsstelle bei etwa $1\,\mu m$.

Alle bisher bekannten X-Punkte von Gold, Kupfer und Wolfram lassen sich auf Grund der Untersuchungsergebnisse auf einen einheitlichen Mechanismus zurückführen. Es konnte gezeigt werden, daß die Leitfähigkeitselektronen am Zustandekommen der X-Punkte nicht beteiligt sind, und daß den gebundenen Elektronen hierbei die entscheidende Rolle zukommt. Als Ursache für die Erscheinung der X-Punkte sind daher Band-Band-Übergänge und die mit steigender Temperatur zunehmende Verbreiterung der Energiebänder anzusehen.

7. Literatur

/ 1 / H.W. BODE:
"Network Analysis and Feedback Amplifier Design"
D. van Nostrand, New York (1950)

/ 2 / L.R. CANFIELD, G. HASS und W.R. HUNTER:
Le Journal de Physique, 25 (1964) 124

/ 3 / C. DAVISSON und J.R. WEEKS:
J. Opt. Soc. Am., 8 (1924) 581

/ 4 / B. DOLD:
Optik, 22 (1965) 615

/ 5 / R.W. und R.C. DUNCAN:
Phys. Rev. (2), 1 (1913) 294

/ 6 / H. EHRENREICH und H.R. PHILIPP:
Phys. Rev. (2), 128 (1962) 1622

/ 7 / D. FABRE und J. ROMAND:
C. R. Acad. Sci. (Paris), 242 (1956) 893

/ 8 / W.E. FORSYTHE und A.G. WORTHING:
Astrophys. J., 61 (1925) 146

/ 9 / H. FRÖHLICH und H. PELZER:
Proc. Phys. Soc., A 68 (1955) 525

/ 10 / M.P. GIVENS:
"Optical Properties of Metals" in
Solid State Physics, 6 (1958) 313
Academic Press, New York und London

/ 11 / D.A. GOLDMANN:
Phys. Z., 8 (1907) 853

/ 12 / [illegible]:
Z. Metallkunde, 45 (1954) 536

/ 13 / [illegible]:
Ann. Phys., 8 (1962) 1

/ 14 / F. HENNING und W. HEUSE:
Z. Physik, 16 (1923) 63

/ 15 / H.E. IVES und H.B. BRIGGS:
J. Opt. Soc. Am., 26 (1936) 238

/ 16 / G. JOOS und A. KLOPFER:
Z. Physik, 138 (1954) 251

/ 17 / E. KAUER:
Philipps' Technische Rundschau, 25
(1963/64) 271

/ 18 / V. v. KEUSSLER und P. MANOGG:
Optik, 17 (1960) 602

/ 19 / H. KORTE und M. SCHMIDT:
Lichttechnik, 6 (1954) 84
Wiss. Abh. PTB, 6 (1954) 49

/ 20 / R.D. LARRABEE:
"The Spectral Emissivity and Optical Properties of Tungsten"
Technical Report 328 (1957), Massachusetts Institute of Technology

/ 21 / R.D. LARRABEE:
J. Opt. Soc. Am., 49 (1959) 619

/ 22 / M. LAUE und F.F. MARTENS:
Phys. Z., 8 (1907) 853

/ 23 / A.P. LUKIRSKI, E.P. SAVINOV, O.E. ERSHOV und YU. F. SHEPELOV:
Optics and Spectroscopy, 16 (1964) 168

/ 24 / H. LUND und L. WARD:
Proc. Phys. Soc. (London), B 7 (1952) 535

/ 25 / D.T.F. MARPLE
J. Opt. Soc. Am., 46 (1956) 378

/ 26 / D.T.F. MARPLE:
J. Opt. Soc. Am., 46 (1956) 490

/ 27 / W.S. MARTIN:
"Optical Constants and Spectral Emissivities at High Temperatures" in
"Radiative Transfer from Solid Materials"
The Macmillan, New York (1962)

/ 28 / H. MAYER und M.H. EL NABY:
Z. Physik, 174 (1963) 280

/ 29 / B. MEESE:
Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, math.-physik. Kl. (1913) 530

/ 30 / M.H. EL NABY:
Z. Physik, 174 (1963) 269

/ 31 / L.S. ORNSTEIN:
Physica, 3 (1936) 561

/ 32 / M. OTTER:
Z. Physik, 161 (1961) 163

/ 33 / M. OTTER:
Z. Physik, 161 (1961) 539

/ 34 / C.J. POWELL:
Proc. Phys. Soc. (London), 76 (1960) 593

/ 35 / D.J. PRICE und A. LOWERY:
J. Iron Steel Inst., 1 (1944) 523

/ 36 / D.J. PRICE:
Nature (London), 157 (1946) 765

/ 37 / D.J. PRICE:
Proc. Phys. Soc., 59 (1947) 118

/ 38 / D.J. PRICE:
Proc. Phys. Soc., 59 (1947) 131

/ 39 / D.J. PRICE:
Proc. Phys. Soc., 62 (1949) 278

/ 40 / S. ROBERTS:
Phys. Rev., 114 (1959) 104

/ 41 / S. ROBERTS:
Phys. Rev., 118 (1960) 1509

/ 42 / J.L. ROBINS:
Proc. Phys. Soc. (London), 78 (1961) 1177

/ 43 / H. RUBENS:
Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., 12 (1910) 172

/ 44 / G.B. SABINE:
Phys. Rev., 55 (1939) 1064

/ 45 / U. SCHLEY, C. TINGWALDT und J. VERCH:
Die Naturwiss., 47 (1960) 222

/ 46 / L.G. SCHULZ:
J. Opt. Soc. Am., 44 (1954) 357

/ 47 / L.G. SCHULZ und F.R. TANGHERLINI:
J. Opt. Soc. Am., 44 (1954) 362

/ 48 / B. SEGALL:
Phys. Rev., 125 (1962) 109

/ 49 / F. STERN:
"Elementary Theory of the Optical Properties of Solids" in
Solid State Physics, 15 (1963) 299
Academic Press, New York und London

/ 50 / C. TINGWALDT:
Optik, 9 (1952) 323

/ 51 / C. TINGWALDT, U. SCHLEY, J. VERCH und S. TAKALA:
Optik, 22 (1965) 48

/ 52 / J.S. TOLL:
Phys. Rev., 104 (1956) 1760

/ 53 / [illegible]:
Phys. Rev. (2), 15 (1920) 116

/ 54 / J.H. VAN DER VEEN und L.S. ORNSTEIN:
Physica, 6 (1939) 439

/ 55 / J. VERCH:
"Thermooptische Eigenschaften von Platin und Gold"
Diplomarbeit, FU Berlin (1959)

/ 56 / J.C. DE VOS:
"The Emissivity of Tungsten Ribbon"
Dissertation, Amsterdam (1953)

/ 57 / J.C. DE VOS:
Physica, 20 (1954) 690

/ 58 / L. WARD:
Proc. Phys. Soc. (London), B 69 (1956) 339

/ 59 / R. WEALE ; D.J. PRICE:
Proc. Phys. Soc. (London), A 62 (1949) 661

/ 60 / G. WENIGER und A. PFUND:
Phys. Rev., 14 (1919) 427

/ 61 / R.W. WOOD:
Phys. Rev., 44 (1933) 353

/ 62 / A.G. WORTHING:
Phys. Rev., 28 (1926) 174

/ 63 / A.G. WORTHING:
J. Opt. Soc. Am., 13 (1926) 635

/ 64 / G.A. BURDICK:
Phys. Rev., 129 (1963) 138

Lebenslauf

Am 26. Mai 1925 wurde ich als drittes Kind des Versicherungskaufmanns Reinhard Verch und seiner Ehefrau Charlotte, geb. Lorius, in Berlin geboren. Seit Ostern 1931 besuchte ich die 1. Volksschule in Berlin-Charlottenburg und ab Herbst 1932 die Gemeindeschule in Rosengarten bei Altdamm (Pommern). Der Besuch der Mittelschule - seit Ostern 1934 in Altdamm und ab Herbst 1934 in Berlin-Wilmersdorf - wurde Ostern 1940 mit der Mittleren Reife abgeschlossen. Anschließend absolvierte ich die Hindenburg-Oberschule in Berlin-Wilmersdorf, an der ich Ostern 1942 die Reifeprüfung ablegte.

Mein im Wintersemester 1942/43 an der Universität Berlin begonnenes Studium wurde im Januar 1943 durch meine Einberufung zum Wehrdienst unterbrochen. Nach Rückkehr aus der Kriegsgefangenschaft im Januar 1947 war mir eine Wiederaufnahme des Studiums zunächst nicht möglich, und ich war einige Jahre in verschiedenen Berufen tätig. Im Sommersemester 1953 begann ich an der Freien Universität Berlin das Physikstudium, das ich im Februar 1960 mit der Diplomprüfung abschloß.

Von Mai 1960 bis Februar 1963 war ich wissenschaftlicher Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Institut Berlin. Seit März 1963 bin ich in der Eichdirektion Berlin tätig.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut Berlin der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt durchgeführt. Herrn Prof. Dr. D. Hahn danke ich für die Betreuung der Arbeit seitens der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt und Herrn Prof. Dr. W. Stein für die Betreuung seitens der Freien Universität Berlin. Zu besonderem Dank für viele anregende Diskussionen fühle ich mich Herrn Dr.-Ing. U. Schley verpflichtet.

Druck: Omnia-Organisations GMBH.
Berlin 31-Hohenzollerndamm 174/177
Tel.: 87 93 12